THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.
(Centre d'Orsay)

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

LACOSTE François

1re THÈSE

ÉTUDE DE LA DIFFUSION D'ÉLECTRONS DE
150 MeV SUR L'OXYGÈNE 18.

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ
LES ANNEAUX DE COLLISION ÉLECTRON-POSITRON.

Soutenues le 1962 *devant la Commission d'Examen.*

MM. TEILLAC *Président.*
JEAN, BLANC-LAPIERRE *Examinateurs.*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.
(Centre d'Orsay)

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

LACOSTE François

1re THÈSE

ÉTUDE DE LA DIFFUSION D'ÉLECTRONS DE
150 MeV SUR L'OXYGÈNE 18.

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ
LES ANNEAUX DE COLLISION ÉLECTRON-POSITRON.

Soutenues le *devant la Commission d'Examen.*

MM. TEILLAC *Président.*
JEAN
BLANC-LAPIERRE *Examinateurs.*

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538117_0022

Faculté des Sciences de l'Université de Paris

— PROFESSEURS —

Doyen : M. ZAMANSKY

G. JULIA T Analyse supérieure et Algèbre supérieure
DE BROGLIE T Théories physiques
PRENANT T Anatomie et Histologie comparées
GRASSE T Evolution des êtres organisés
PREVOST T Chimie organique
CHAUDRON T Chimie appliquée
WYART T Minéralogie et Cristal.
TEISSIER T Zoologie
MANGENOT T Biologie végét. (Orsay)
AUGER T Physique quantique et relativité
MONNIER T Physiologie générale
PIVETEAU T Paléontologie
ROCARD T Physique (E.N.S.)
CARTAN T Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE T Chimie générale
FAVARD T Géométrie supérieure
COULOMB T Physique du globe
Mlle COUSIN T Biologie Anim. (SPNC)
CHRETIEN T Chimie minérale
DRACH T Zoologie
KASTLER T Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI T Génétique
RIVIERE T Géologie SPNC et Sédim.
GAUTHERET T Biologie Vég. (PCB)
LUCAS R. T Recherches physiques
THOMAS A. T Biologie cellulaire
ARNULF T Optique appliquée
MORAND T Physique enseignement
SOIEILLET T Physique (PCB)
FORTIER T Mécanique exp. des fluides
DANJON T Astronomie
PETIT T Biologie maritime
QUENEY T Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN T Embryologie
EICHHORN T Botanique
DE CUGNAC T Biologie Végétale (SPNC)
Mlle CAUCHOIS T Chimie physique
THELLIER T Physique du globe
L'HERITIER T Biologie générale (Orsay)
GRIVET T Radioélectricité (Orsay)
PONCIN T Mécanique générale
DUBREIL T Arithmétique et théorie des nombres
QUELET T Chimie organique
CAGNIARD T Géophysique appliquée
CHAMPETIER T Chimie macromoléculaire
CUVILLIER T Micropaléontologie
JUNG T Pétrographie
TRILLAT T Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN T Chimie organique et structurale
JACQUINOT T Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY T Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES T Théories physiques
AMIEL T Chimie générale
HOCART T Minéralogie et cristallographie
J.P. MATHIEU T Physique (Optique)
COUTEAUX T Biologie An (PCB)
MAY T Zoologie (Orsay)
CHOQUET T Théorie des fonctions et topologie
FELDMANN T Biologie végét. marine
GUINIER T Physique du Solide (Orsay)
JOST T Physiologie comparée
FORTET T Calcul des probabilités
SCHWARTZ T Calcul diff. et Intégral
CHOUARD T Physiologie végétale
MALAVARD T Aviation (Technique aéronautique)
BRELOT T Calcul diff. et Intégral
NORMANT T Synthèse organique générale
BENARD T Chimie minérale
BUVAT T Botanique (E.N.S.)
DUGUE T Statistiques mathématiques
SOULAIRAC T Psychophysiologie
ULRICH T Physiologie végétale
MARECHAL T Optique théorique et appl.
KIRRMANN T Théories chimiques
CHADEFAUD T Botanique
Mlle LE BRETON T Physiologie de la nutrition
SALEM T Mathématiques générales
LELONG T Applic. de l'analyse à la géométrie
DEVILLERS T Anatomie et Histologie comparées
EHRESMANN T Topologie algébrique
FRANÇON T Physique (SPNC)
GLANGEAUD T Géographie phys. et Géologie dynamique
GODEMENT T Mathématiques (M.P.C.)
PISOT T Techn. Math. de la phys.
ROCH T Géologie
SCHATZMAN T Astrophysique
TERMIER T Paléontologie stratig.
ZAMANSKY T Mathématiques générales
LENNUIER T Physique (M.G.P.)
RIZET T Génétique (Orsay)
ROUTHIER T Géologie appliquée
Mme TONNELAT T Physique théorique
DIXMIER T Mathématiques (M.P.C.)
SOUCHAY T Chimie générale
AIGRAIN T Electrotechnique générale
BRUSSET T Chimie systématique
M. LEVY T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme CHAIX T Chimie biologique
Mme HUREL PY Biologie végétale (P.C.B.)
PIAUX T Chimie (M.P.C.)
BRUN T Méca. théorique des fluides
LEDERER T Chimie biologique
Mme DUBREIL T Mathém. (Agrégation)
Mme LELONG T Mathém. (E.N.S.)
BELLAIR T Géologie (SPCN)
COTTE T Physique électricité
DUBOIS J. T Chimie organique
LAMOTTE T Zoologie (E.N.S.)

MICHEL A. T Chimie minérale (Orsay)
OLMER T Energétique générale
ROUAULT T Electricité (Orsay)
GAUTHIER T Mécanique appliquée
BARCHEWITZ T Chimie physique
BROSSEL T Physique atomique
BUSER Physiologie comparée
CAMUS Physiologie végét. BMPV
CASTAING T Physique (Orsay)
CURIEN T Minéralo. et cristallo.
MOYSE T Physiologie Vég. (Orsay)
NOIROT Evolution des êtres org.
PANNETIER T Chimie générale (Orsay)
POSSOMPES T Zoologie
PULLMANN T Chimie théorique
TEILLAC T Physique Nucl. et Radio-activité
TONNELAT T Biologie physico-chim.
VILLE T Econométrie
WILLEMART Chimie (PCB)
DODE T Chimie (Orsay)
FREYMANN T Recherches physiques
GUINOCHET T Biol. Vég. SPCN (Orsay)
ROLLET T Chimie (P.C.B.)
Mlle JOSIEN T Chimie S.P.C.N.
CHEVALLEY T Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT T Electronique (Orsay)
CHAPELLE T Physique (Orsay)
DELANGE T Mathématiques (Orsay)
DENY T Mathématiques générales (Orsay)
GERMAIN T Mécanique théorique des fluides
LUCAS G. T Géologie
ALLARD T Chimie physique
BERTHELOT T Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay)
BRICART T Météorologie et physique de l'atmosphère
Mme ALBE-FESSARD Psychophysiologie
FRIEDEL Physique du solide (Orsay)
M. JULIA Etudes des moléculaires naturelles complexes
LENDER T Biol. An. (SPCN) Orsay
MAGAT Physico-chimie des radio éléments
Mlle QUINTIN T Electrochimie
MONOD T Chimie du métabolisme
BENOIT T Physiol. Animale (Orsay)
DE POSSEL T Analyse numérique
CHARLOT T Chimie analytique
HAISSINSKY T Radiochimie
LEMEE T Physiol. végét. BMPV (Orsay)
GUERIN T Chimie M.P.C. (Orsay)
CHATELET M. Chimie P.C.B.
JEAN T Physique nucléaire (Orsay)
MATTLER T Physique SPCN
MICHEL L. Physique théorique des htes énergies (Orsay)
BERGERARD Zoologie (Orsay)
BERTEIN Electronique (Orsay)
BOUISSIERES Chimie des radioéléments
Mme COUTURE Thermodynamique et mécanique phys.
ELLENBERGER Géologie appliquée sur le terrain
FRANC Biol. Animale (PCB)
SCHNELL Botanique tropicale (Orsay)
STOLKOWSKI Physiologie générale
ACHER Chimie biol. (Orsay)
BAUDOIN Biol. animale (P.C.B.)
BEAUMONT Biologie animale SPCN
BLAMONT Géophysique ionosphère
BOURREAU Botanique
CURIE D. Physique M.G.P
DURAND-DELGA Géologie
FREON T Chimie organique (Orsay)
HELLER Physio. végétale
TORTRAT Calcul des probabilités
CAILLEUX Géologie S.P.C.N.
MAGNAN T Physique S.P.C.N.
DAUDEL T Mécanique ondulatoire appl. à la Chim. théor. et à la Phys. nucléaire
Mlle FOURCROY Biologie végétale (SPCN)
Mme CHOQUET-BRUHAT T Méca. Analytique et Méca céleste
Mlle VEIL Physiologie générale
WOLFF T Microbiologie
SIESTRUNCK T Méca. phys. et expérim.
LACOMBE T Métallur. des métaux nucl.
BROCHARD T Physique M.P.C. (Orsay)
CABANNES T Mécanique générale
LESIEUR T Mathématiques MPC (Orsay)
MAZET T Méca. générale (Orsay)
CAIRE Géographie phys et Géologie dynamique
COMOLET Mécanique des fluides
CORABOEUF Physiologe Animale
DELLOUE Physique de l'exosphère
GORENFLOT Botanique II (Orsay)
HOUILLON Biologie animale (PCB)
JULLIEN J. Chimie M.P.C. (Orsay)
MALGRANGE T.M.P. (Orsay)
OLIVIER Antropologie
NOZERAN T Botanique II (Orsay)
BLANC-LAPIERRE Physique ENS (Orsay)

Secrétaire général... R. POULLAIN.

TABLE DES MATIERES.

INTRODUCTION

CHAPITRE I - DESCRIPTION DE L'EQUIPEMENT DE MESURE POUR LES EXPERIENCES DE DIFFUSION D'ELECTRONS.

I - Généralités, page 5

II- Système de déflection, page 6

III- Spectromètre, page 10

IV- Détection des électrons, page 20

V - Equipements annexes, page 31

Appendice, page 33

Références, page 38

Figures, page 39

CHAPITRE II- ETUDE DES INTERACTIONS ELECTROMAGNETIQUES DES ELECTRONS DIFFUSES DANS UNE CIBLE MINCE.

A - Généralités, page 41

B - Rayonnement de freinage, page 41

C - Rayonnement pendant la diffusion sur un noyau, page 45

D - Perte d'énergie par ionisation, page 48

E - Calcul de la distribution d'énergie des électrons diffusés, page 49

F - Comparaison avec les résultats expérimentaux sur l'oxygène, page 58.

G - Résumé des notations principales, page 60

Appendices 1, 2 et 3, page 63

Références, page 71

Figures, page 71

.../...

CHAPITRE III - ETUDE DE L'O^{18}.

I - Comparaison des distributions de charge de l'O^{16} et de l'O^{18}, page 73

II- Etude de la diffusion inélastique sur l'O^{18}, page 91

III- Conclusions, page 101

Remerciements, page 102

Références, page 103

Figures, page 104

INTRODUCTION.

L'oxygène 18 qui possède deux neutrons à l'extérieur d'une couche fermée est un noyau intéressant du point de vue théorique. Ses propriétés sont cependant encore assez mal connues car les réactions nucléaires qu'il faut employer pour son étude sont peu nombreuses et complexes. Il nous a donc paru particulièrement justifié d'utiliser la diffusion d'électrons de grande énergie pour obtenir des données nouvelles sur la distribution de charge et sur les niveaux excités de ce noyau.

Ce travail est divisé en trois chapitres :

Le premier chapitre est consacré à la description de l'équipement de mesure, en insistant particulièrement sur le système d'analyse et de détection des électrons.

Le second chapitre est consacré à l'étude détaillée des différentes intéractions des électrons dans la cible et à la convolution des distributions d'énergie correspondantes. Cette étude permet d'évaluer avec précision les corrections électromagnétiques pour les conditions expérimentales que nous avons choisies.

Le troisième et dernier chapitre donne les résultats de nos mesures de diffusion élastique et inélastique sur l'O^{18}. Ces résultats mettent en évidence une différence assez importante entre les facteurs de forme de l'O^{16} et de l'O^{18} et permettent de déterminer les caractéristiques principales de l'excitation des premiers niveaux de l'O^{18}.

CHAPITRE I

DESCRIPTION DE L'EQUIPEMENT DE MESURE POUR LES EXPERIENCES DE DIFFUSION D'ELECTRONS

I - GENERALITES.

Les expériences de diffusion d'électrons que nous allons décrire consistent à mesurer la forme et l'intensité du spectre d'énergie des électrons diffusés, sous un angle donné, par une cible de l'élément que l'on désire étudier.

Le faisceau incident donné par le système de déflection est de petites dimensions et a une énergie bien définie. Les électrons diffusés par la cible sous un certain angle θ sortent du porte-cible par une fenêtre mince en mylar, et, après un court trajet dans l'air, pénètrent dans la chambre à vide d'un spectromètre à double focalisation qui analyse l'énergie des électrons. A la sortie du spectromètre, les électrons que laisse passer la fente d'analyse sont détectés par un compteur Cerenkov, et comptés avec une électronique appropriée. La normalisation des résultats se fait en mesurant l'intensité du faisceau à l'aide d'un mesureur à électrons secondaires et d'un intégrateur automatique qui donne un signal d'arrêt après avoir reçu une charge déterminée.(Voir Figure 1).

Nous décrirons successivement :

1) Le système de déflection qui analyse et focalise le faisceau d'électrons produit par les quatre premières sections de l'accélérateur linéaire.

2) Le spectromètre à double focalisation.

3) Le système de déflection des électrons.

4) Les équipements annexes.

II - SYSTEME DE DEFLECTION.

Le système de translation et d'analyse du faisceau est constitué essentiellement de deux aimants identiques ayant chacun un angle de déviation de 30° (Figure 2). Les calculs des trajectoires dans un tel système ou dans des systèmes analogues ont déjà été faits en détail (1). Dans ce qui suit, nous allons surtout insister sur la mise en place et le réglage du système.

A) Mise en place.

Le milieu de la face d'entrée du premier aimant se trouve sur l'axe de l'accélérateur, un mètre après le collimateur de sortie de la quatrième section. Ce collimateur, destiné à limiter les dimensions latérales du faisceau, est indispensable si l'on désire obtenir un faisceau de petites dimensions dans la salle de cible. La direction d'incidence du faisceau est définie par ce collimateur et par les iris des cavités de la quatrième section. Cette direction est légèrement influencée par les bobines de guidage de la quatrième section. Il ne faut donc pas modifier le réglage des bobines au cours d'une expérience.

Le premier aimant et la fente d'analyse située 7,5 mètres après la face de sortie de l'aimant, définissent l'énergie moyenne du faisceau qui pénètre dans le second aimant. La position exacte du premier aimant est choisie de façon qu'un électron, pénétrant dans l'aimant suivant l'axe de l'accélérateur et passant par le

milieu de la fente d'analyse, passe aussi par le milieu de la face de sortie du premier aimant. En utilisant la méthode de l'hodographe, la mise en place peut s'effectuer à 1 mm. près.

Le second aimant dévie le faisceau de 30°, mais en sens opposé. Le faisceau émergent est donc parallèle à l'axe de l'accélérateur, la distance de translation étant de 8 mètres. La position exacte de l'aimant est choisie de façon qu'un électron, passant par le milieu de la fente d'analyse et émergeant parallèlement à l'axe de l'accélérateur à 8 mètres de celui-ci, passe par le milieu de la face d'entrée. Là aussi, une précision de l'ordre du millimètre peut être atteinte.

Cette mise en place est importante, car si elle n'est pas effectuée correctement, une partie du faisceau passant par la fente d'analyse frapperait les côtés de la chambre à vide du second aimant, ce qui entraînerait une importante contamination du faisceau en rayons γ et en électrons d'énergies variées.

La largeur de la chambre à vide du second aimant est de 10 centimètres. Une bande d'énergie de 1 o/o correspond à un faisceau de 8 cm. de large à l'entrée du second aimant. La bande passante du système de déflection est donc légèrement supérieure à 1 o/o. Notons que la plupart de nos expériences ont été réalisées avec une bande passante de 0,2 o/o.

B) Réglage de l'optique.

Le réglage de l'optique se fait à l'aide des deux faces tournantes du système :

L'angle θ_1, de la face de sortie du premier aimant est presque toujours réglé à environ 18^o. C'est en effet l'angle correspondant à une distance focale horizontale de 7,5 mètres.

L'angle θ_2 de la face d'entrée du second aimant est réglé de façon à obtenir une tache adéquate sur la cible. Comme il est montré dans LHE 1 page 7, la dimension horizontale de la tache devient très grande dès que l'on choisit un angle θ_2 différent de celui donné par la relation :

$$x_o = \frac{R}{\text{tg } (\frac{\pi}{6} - \epsilon_2)} \qquad (1)$$

où x_o est la distance entre la face de sortie du second aimant et la cible, et R est le rayon de courbure effectif des aimants (ici R = 1,85 m).

Dans la pratique, les calculs précédents sont bien vérifiés. Il suffit généralement d'un léger réglage de ϵ_2 pour obtenir le meilleur spot.

Avec un collimateur de 7 mm x 7 mm, nous obtenons des spots de 8 mm de large et de moins de 2 mm de haut tant que $\frac{\Delta E}{E}$ est inférieur à 0,5 o/o.

Pour $\frac{\Delta E}{E} \gtrsim$ 0,5 o/o, les dimensions du spot deviennent rapidement assez grandes. Il est alors nécessaire d'utiliser les deux quadrupôles situés entre la fente d'analyse et le second aimant.

La Figure (3) donne la forme du spectre d'énergie du faisceau incident obtenu avec la fente d'analyse du système réglée pour

$\frac{\Delta E}{E}$ = 0,1 o/o. Ce spectre a été mesuré en analysant l'énergie du faisceau à l'aide d'un spectromètre à double focalisation à la sortie duquel on place une plaque de verre dont on mesure ensuite le noircissement avec un densitomètre optique.

On voit que le faisceau incident contient très peu d'électrons d'énergie dégradée. La largeur d'environ 0,2 o/o s'explique si l'on tient compte de la hauteur du faisceau, de la diffusion multiple de la fenêtre de sortie, et de l'épaisseur de la plaque de verre qui fait un angle de 22^{o} avec la direction du faisceau à la sortie du spectromètre.

III - SPECTROMETRE.

A) Généralités.

Le spectromètre utilisé est un spectromètre à double focalisation classique. L'angle de déviation est 180°, le rayon de courbure est de 57,5 cm, l'induction maximum est supérieure à 16 000 gauss. La quantité de mouvement maximum analysable est donc supérieure à 250 MeV/c.

La Figure (4) représente le profil du champ magnétique dans le spectromètre pour différentes valeurs de l'induction centrale. On voit que, jusqu'à 16 000 gauss, la région linéaire est d'environ 12 cm. Si l'on désire une très bonne résolution, on doit donc limiter les trajectoires à cette région par des collimateurs placés à l'entrée du spectromètre.

B) Optique du spectromètre.

L'indice du champ dans la région linéaire est $n = 0{,}50 \pm 0{,}02$. Nous sommes donc très près du cas : $n = 0{,}5$ où les forces de rappel dans la direction radiale et la direction transverse sont égales et où la théorie classique prévoit double focalisation (2).

Si l'on place une source ponctuelle de particules à l'entrée du spectromètre, les points où la résolution du spectromètre est optimum sont les points de focalisation radiale. Il est donc très important de bien connaître la focalisation radiale du spectromètre. La théorie n'est malheureusement pas assez précise

car elle ne tient pas compte des champs de bord à l'entrée et à la sortie du spectromètre, où suppose un champ de bord non conforme à la réalité (tout au moins dans notre cas). Les résultats théoriques doivent donc être traités avec prudence et être complétés par une étude expérimentale approfondie.

C'est la raison pour laquelle nous avons déterminé expérimentalement le lieu de focalisation radiale pour plusieurs distances objet. La méthode consiste à utiliser un pinceau d'électrons monoénergétiques dont la direction d'incidence est commandée par un petit aimant placé avant le spectromètre et qui donne un champ variable perpendiculaire au plan médian du spectromètre. Dans ces conditions, quelle que soit la valeur du champ dans le petit aimant, le pinceau émergent semble provenir du centre de l'aimant qui constitue en quelque sorte un point objet pour le spectromètre.

On place à la sortie du spectromètre un écran fluorescent quadrillé dont on peut varier la distance à la face de sortie du spectromètre. Le faisceau émergent produit sur l'écran une tache lumineuse de quelques millimètres de hauteur, que l'on observe avec une lunette et un système de miroirs. Les points où il y a focalisation sont les points de l'écran où la tache lumineuse reste immobile malgré la variation du champ dans le petit aimant. La distance au spectromètre de chaque point de la ligne image peut être ainsi déterminée avec une précision de l'ordre du centimètre.

La Figure (5) représente la position des focales radiales

pour diverses distances objet. Ce qui frappe surtout, c'est la grande inclinaison des focales.

Ces résultats ont été vérifiés en utilisant une source mince de particules α, un compteur de petites dimensions et en cherchant les points où la résolution du spectromètre est optimum. Avec une source de Th C de 1 mm de hauteur et un compteur en sulfure de zinc de 1mm de hauteur une résolution de $\frac{2}{3\ 000}$ a été obtenue pour une distance objet de 43,8 cm, au point indiqué par une croix sur la Figure (5).

Il est intéressant de comparer ces résultats avec les calculs de Judd (2). Dans l'expression $H = H_o(1 - \frac{1}{2} p + \beta p^2)$, la valeur de β, pour notre spectromètre, est voisine de $\frac{1}{4}$ car nous avons choisi un profil linéaire pour les pièces polaires, Les formules données dans l'article de Judd permettent de calculer l'angle de rotation ϕ de la focale radiale depuis la direction perpendiculaire à l'axe du spectromètre. On trouve ainsi $\phi = 58^o20'$, pour $\beta = 0{,}250$. Ce calcul est fait en supposant que l'objet est à une distance $d = d_o = 0{,}7$ R du spectromètre et en négligeant les champs de bord à l'entrée et à la sortie du spectromètre. La présence de ces champs de bord augmente ϕ de quelques degrés. Une estimation grossière donne un angle de rotation supplémentaire d'environ 8^o, d'où $\phi = 66^o$ et $\frac{\pi}{2} - \phi = 24^o$. Cette valeur doit être comparée à la valeur expérimentale de $\frac{\pi}{2} - \phi$ qui est voisine de 22^o.

Il semble donc que l'accord soit satisfaisant.

C) Choix des distances objet et image.

Le problème essentiel est alors de choisir la distance objet et ensuite la position du compteur (ou plus exactement des fentes d'analyse) le long de la ligne de focalisation radiale. Pour ce choix, il faut tenir compte des considérations suivantes :

1) Le fait de choisir un point où il n'y a pas également focalisation transverse est sans importance, car, par suite de la petitesse des angles entrant en jeu, la dimension transversale de l'image d'un point reste inférieure au centimètre, même si l'on se trouve à 20 cm de la focale transverse.

2) L'angle solide maximum du spectromètre est obtenu quand le grandissement est égal à l'unité, c'est-à-dire quand les distances image et objet sont égales. Cependant la variation de l'angle solide, pour des distances voisines de ces valeurs, est faible et les considérations d'angle solide n'interviennent pas dans la pratique.

3) Pour pouvoir utiliser le spectromètre aux petits angles de diffusion, sans que le faisceau incident vienne frapper la carcasse du spectromètre, il faut utiliser une distance objet assez grande, et, en tous cas, au moins égale au rayon du spectromètre.

4) Pour pouvoir blinder de façon efficace le compteur, il faut que la distance image ne soit ni trop grande ni trop petite. En pratique, une distance d'environ 40 cm est la meilleure.

Cela laisse en effet 13 cm entre la face de sortie de la chambre à vide et la fente d'analyse, distance qui suffit pour mettre le blindage nécessaire.

5) Pour diminuer les corrections angulaires dues à l'angle solide fini du spectromètre, il faut choisir une position image qui corresponde à une acceptance verticale symétrique par rapport à l'axe inférieur du spectromètre. Cela peut toujours être réalisé en utilisant un collimateur à l'entrée du spectromètre. Cependant, si l'on désire que les rayons extrêmes délimités par le collimateur restent juste dans la région linéaire du champ, il y a une position optimum de l'image.

En utilisant un collimateur placé à mi-chemin dans le spectromètre et limitant les trajectoires à la région linéaire du champ, on peut déterminer la position de l'image pour laquelle le pinceau d'électrons, décrit au paragraphe B vient frapper simultanément le collimateur d'entrée et le collimateur à mi-chemin dans le spectromètre.

Pour toutes les distances objet étudiées, l'acceptance est "à peu près" symétrique pour les points images situés entre 1 et 5 cm au-dessus de l'axe supérieur du spectromètre, ce qui laisse une certaine marge dans le choix.

Pour nos expériences, nous avons choisi une position image située à 41 cm du spectromètre et 2,2 cm au-dessus de l'axe supérieur. La distance objet correspondante, obtenue par extrapolation entre les courbes de la Figure (5) doit alors être voisine

de 60 cm. Avec ces distances, nous avons obtenu des pics de diffusion élastique très étroits ($\frac{\Delta P}{P}$ = 0,3 o/o à mi-hauteur)ce qui confirme que notre choix est bon.

D) Etalonnage.

Le courant dans les bobines du spectromètre est stabilisé à mieux que 5×10^{-4}. L'étalonnage du spectromètre a été effectué en utilisant la source de Th C et en mesurant simultanément le courant avec un shunt en manganine.

Le tableau ci-dessous donne le résultat des mesures :

E Energie des particules α (en MeV)	Energie des Electrons de même $B\rho$	v shunt en millivolts.
8,780	127,46 MeV	292,67
6,086	106 MeV	243,21
6,047	105,67 MeV	242,41

L'étalonnage pour les autres énergies s'obtient alors en normalisant la courbe d'excitation B = f(v shunt) aux deux points donnés par l'étalonnage avec la source α. L'étalonnage du spectromètre a été comparé avec celui du système de déflection (réalisé avec la méthode de l'hodographe), en envoyant dans le spectromètre le faisceau sortant du système de déflection.

Les deux étalonnages sont en accord à 1 o/o près . L'étalonnage avec la source de particules α étant plus sûr, c'est lui qui a été utilisé pour déterminer l'énergie des électrons dans toutes nos expériences.

Pour $E \lesssim 160$ MeV, on a $E_{MeV} = 0,4336\ v + 1,054$ (v en mv)

E) Angle solide.

L'acceptance verticale (radiale) du spectromètre est définie par une fente en tungstène située à 35 cm de la cible. L'ouverture est de 3 cm, donc :

$$\Delta\alpha_v = \frac{3_{rad}}{35} = 4,9^o$$

L'acceptance horizontale (transversale) du spectromètre n'est limitée que par les dimensions de la chambre à vide. Un calcul théorique simple permet d'évaluer approximativement quelle est, dans ces conditions, l'acceptance horizontale du spectromètre. Avec les notations de la Figure (6), les valeurs des angles α_1 et α_2, correspondant aux rayons extrêmes tangents à la chambre à vide, sont données par l'équation suivante :

$$d^2 = tg^2\alpha\left(\frac{r^2}{n} + x_1^2\right) + 2\, x_1\, y\, tg\alpha + y^2$$

soit :

$$tg\alpha = \frac{-x_1 y \pm \sqrt{d^2\left(\frac{r^2}{n} + x_1^2\right) - y^2\frac{r}{n}}}{\frac{r^2}{n} + x_1^2} \qquad (1\ E)$$

r étant le rayon de courbure du spectromètre et n l'indice du champ.

Fig. 6.

Par suite de la petitesse des angles α_1 et α_2, on a :

$$\alpha_1 - \alpha_2 \simeq \operatorname{tg}\alpha_1 - \operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{2\sqrt{d^2\left(\frac{r^2}{n} + x_1^2\right) - y^2\,\frac{r}{n}}}{\frac{r^2}{n} + x_1^2}$$

En retranchant de la valeur géométrique de x_1 une distance égale à d, nous tiendrons compte des champs de bord en première approximation.

Ici, $x_1 = 60 - d = 57{,}75 \simeq r$. Comme $n = 0{,}5$, on a donc :

$$\Delta\alpha_H = \alpha_1 - \alpha_2 = \frac{2\,d}{r\sqrt{3}}\ \sqrt{1 - \frac{2}{3}\ \frac{y^2}{d^2}} \qquad (2\ E)$$

Pour notre spectromètre 2 d = 4,5 et r = 57,5, donc :

$$\Delta\alpha_H = \frac{4{,}5}{57{,}5\sqrt{3}} \simeq \frac{4{,}5}{100}\ \text{rad} = 2{,}5^{\circ}$$

L'angle solide du spectromètre est donc :

$$\Delta\Omega = \Delta\alpha_v \times \Delta\alpha_H \simeq 3{,}85 \times 10^{-3}\ \text{stéradian.}$$

Les valeurs des sections efficaces absolues de diffusion élastique sur l'hydrogène obtenues en utilisant cette valeur de l'angle solide sont en accord à 10 o/o près avec les valeurs calculées à partir de la formule de Rosenbluth, avec les valeurs du facteur de forme déterminées par Hofstadter. Ceci représente une vérification satisfaisante si l'on tient compte des incertitudes expérimentales qui sont elles aussi de l'ordre de 10 o/o.

La formule (2 E) permet de connaître approximativement le profil horizontal du spectromètre. On voit par exemple qu'un déplacement horizontal de 5 mm de l'objet depuis le plan médian du spectromètre diminue l'angle solide de :

$$\frac{1}{3}\left(\frac{y}{d}\right)^2 = \frac{1}{3}\left(\frac{5}{22,5}\right)^2 \simeq 1,6 \text{ o/o}$$

Un tel déplacement modifie aussi l'angle moyen de diffusion accepté par le spectromètre. Si y = 5 mm, la formule (1 E) donne :

$$\Delta\theta = \frac{2\, x_1 y}{\frac{r^2}{n} + x_1^2} = \frac{2\, y}{3\, r} = \frac{1}{172} \text{ rad} \simeq \frac{1^o}{3}$$

C'est ce second effet qui est le plus important, car la section efficace de diffusion varie rapidement avec l'angle. Pour le cas d'une section efficace variant comme :

$$\sigma_{Mott} = \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}$$ la valeur de $$\frac{\frac{d\sigma}{d\theta}}{\sigma} = \frac{1 + \cos \theta/2}{\sin \theta/2 \cos \theta/2}$$

est de l'ordre de 3 ou 4 entre 60^o et 130^o. Une variation de $1/3^o$

entraîne donc une variation de $\frac{4}{180} \simeq 2$ o/o. Dans la réalité, la variation est toujours plus grande, car il faut aussi tenir compte de la variation du facteur de forme qui peut être très rapide, près d'un minimum de diffraction. Un déplacement horizontal de 5 mm du spot depuis le plan médian du spectromètre peut alors entraîner une variation de 5 o/o du taux de comptage.

Ceci montre la nécessité d'un centrage très précis de la cible.

IV - DETECTION DES ELECTRONS.

A) Généralités.

La détection des électrons se fait à l'aide d'un compteur Cerenkov. L'avantage d'un tel type de compteur est sa faible sensibilité aux radiations parasites produites par l'accélérateur. En effet, pour qu'une particule chargée produise de la lumière par effet Cerenkov, il faut que sa vitesse soit supérieure à la vitesse de la lumière dans le compteur (3).

Le compteur utilisé est en plexiglas non plastifié, d'indice n = 1,5 qui scintille très peu au passage de particules chargées. Le seuil de l'effet Cerenkov correspond, pour des électrons, à une énergie de 0,17 MeV, et, pour des protons, à une énergie de 310 MeV. Cela signifie que les nombreux protons de recul produits par les neutrons rapides qui traversent le compteur ne donnent pas de signaux parasites, car leur énergie est de beaucoup inférieure au seuil. Par contre, les rayons γ produits par le faisceau d'électrons, par la diffusion inélastique des neutrons rapides ou par la capture des neutrons lents peuvent donner des signaux parasites en cédant leur énergie à des électrons.

Pour obtenir de bons résultats avec notre compteur Cerenkov, il faut donc blinder principalement avec du plomb, entouré si nécessaire d'un ralentisseur de neutrons rapides. Par contre, il n'est pas nécessaire de prévoir un blindage pour les

neutrons lents, car la majorité des rayons γ de capture est produite longtemps après la microseconde pendant laquelle l'accélérateur fonctionne.

B) Spectre des impulsions Cerenkov, allongeur d'impulsion.

Les compteurs utilisés ont généralement 10 cm de long, ce qui représente 0,28 longueur de radiation. La diffusion multiple et la production d'avalanches sont donc peu importantes dans le compteur. Les fluctuations dans la taille des impulsions Cerenkov sont donc principalement dues aux fluctuations statistiques dans le nombre de photo-électrons produits par la photocathode du photomultiplicateur quand celle-ci est frappée par un nombre de photons déterminé. Ce nombre de photons est, pour la région visible, d'environ 250/cm de plexiglas. En admettant une efficacité de 6 o/o de la photo-cathode et une bonne collection de la lumière, le nombre de photo-électrons (pour un compteur Cerenkov de 10 cm de long) est donc voisin de la centaine. On doit donc s'attendre à un spectre d'impulsions ayant une largeur à mi-hauteur comprise entre 10 o/o et 20 o/o. C'est ce que l'on constate sur la Figure (7), qui représente un tel spectre d'impulsions pris avec un analyseur multicanaux précédé de l'allongeur d'impulsion que nous allons décrire maintenant.

L'allongeur que nous avons construit, en nous inspirant des idées de Kendall et de Garwin (4), est très peu sensible au bruit de fond produit par l'accélérateur. En effet, cet allongeur donne un signal de sortie lent, dont la taille est presque égale

à la plus grande des impulsions rapides qui ont pénétré pendant l'ouverture du circuit porte placé à l'entrée de l'appareil. Un grand nombre de petits signaux parasites ne peuvent donc s'additionner pour donner un grand signal. Dans le cas qui nous concerne, les plus grands signaux parasites sont environ 3 fois plus petits que les signaux que l'on désire compter. Avec notre appareil, le facteur de sécurité est donc important.

Les Figures 8 a et 8 b donnent le schéma de l'allongeur. Les diodes D_1 et D_2 constituent l'élément "porte" du circuit. Le signal d'ouverture de la porte est un signal de 9 volts, de largeur réglable, déclenché avec un retard réglable par le signal de synchronisation de l'accélérateur. L'allongement se fait en deux temps :

a) La lampe V_1, qui n'est autre chose qu'un cathodyne placé au seuil de conduction, allonge l'impulsion avec une constante de temps de décroissance d'environ 10^{-7} sec.

b) Le cathodyne V_2 et la diode D_3 allongent l'impulsion jusqu'à une constante de temps de décroissance d'environ 10^{-5} sec.

Les signaux obtenus à la sortie de l'allongeur peuvent être envoyés directement sur une échelle à seuil. Cependant, si l'on désire obtenir rapidement le spectre des impulsions, il y a intérêt à utiliser un analyseur à 100 canaux. Il est alors nécessaire d'amplifier le signal d'un facteur 10, environ, et d'utiliser une porte linéaire qui ne s'ouvre qu'une microseconde

après la fin du fonctionnement de l'accélérateur. Le rôle de ce second circuit porte est de garantir que l'analyseur multicanaux ne soit pas paralysé avant que l'allongeur n'ait donné la valeur crête d'un train d'impulsions.

Le circuit allongeur a un seuil d'environ 2 volts dû au cathodyne V_1, et à la diode D_3. Au-dessus de ce seuil, le gain est un peu inférieur à 1 car il y a ici trois cathodynes à la suite. Le câble de liaison entre le photomultiplicateur et l'allongeur est un câble de 200 ohms adapté aux deux extrêmités. La charge vue par le photomultiplicateur est donc 100 ohms. Avec un 56 AVP on obtient facilement des signaux positifs de 8 volts, après 50 mètres de câble. La tension inverse maximum des diodes D_1 et D_2 est de 15 volts. Il ne faut donc pas mettre dans l'appareil des impulsions de cette taille. Cela est d'ailleurs presque impossible avec un 56 AVP débitant sur 100 ohms après l'atténuation de 50 mètres de câble.

Sur la Figure (7), le canal 0 correspond à un signal de 2 volts environ, tandis que le pic du spectre correspond à des signaux d'environ 7 volts (amplitudes mesurées avec un Tektronix 581). Dans des conditions normales de fonctionnement, aucun signal de bruit de fond n'apparaît au-delà du dixième canal. Si l'on utilise un taux de comptage élevé, le spectre Cerenkov devient plus large et le pic se déplace légèrement vers les canaux supérieurs. Cela est dû au fait que notre allongeur n'est pas parfait et intègre légèrement.

Les impulsions enregistrées entre le dixième et le quarantième canal sont dues à plusieurs phénomènes. Tout d'abord, le trajet d'un électron dans le compteur peut être diminué s'il perd toute son énergie en émettant un rayon γ énergique, ou s'il est diffusé latéralement. Ce phénomène est peu important ici grâce à la grande longueur de radiation du plexiglas.

D'autre part, les électrons diffusés par les bords de la fente d'analyse traversent le compteur suivant une direction différente et donnent des impulsions plus petites. Le spectre représenté sur la Figure (7) a été pris en utilisant une fente de 4 cm de haut ($\frac{\Delta E}{E} \simeq 2$ o/o) et en plaçant un pic étroit de diffusion élastique au centre de la bande d'énergie acceptée par le compteur. Dans ce cas, l'effet de bord est minime. Avec une fente de 4 mm de haut, le rapport pic/vallée est moins bon et il y a environ 15 o/o de coup entre le dixième et le quarantième canal, contre seulement 6 o/o ici, et cela, bien que nous ayons donné aux deux bords de la fente un profil en biseau destiné à diminuer cet effet.

C) Distribution dans le temps des impulsions Cerenkov. Echelle rapide.

Le système décrit au paragraphe précédent ne peut compter au maximum qu'une impulsion Cerenkov par impulsion d'accélérateur. Pour éviter les pertes statistiques qui faussent le taux de comptage réel, il faut donc se limiter à un taux de comptage faible.

Si m est le rapport = $\frac{\text{Nombre d'impulsions Cerenkov}}{\text{Nombre d'impulsions d'accélérateur}}$

on voit, en utilisant la formule (3) de l'appendice A, que si nous voulons que la perte de taux de comptage soit inférieure à 1 o/o, il faut que m soit inférieur à 1/50, c'est-à-dire, avec notre accélérateur, compter moins d'un coup par seconde.

La première idée qui vient à l'esprit est d'utiliser un taux de comptage plus élevé et de corriger les résultats par un calcul statistique approprié. Malheureusement cela n'est pas possible car, pour faire le calcul de l'appendice A, nous avons admis que la répartition du nombre d'évènements par impulsion d'accélérateur obéit à une loi de Poisson. Cela veut dire que nous supposons que l'intensité du faisceau ne varie pas d'une impulsion d'accélérateur à l'autre, ce qui est manifestement faux. Les pertes calculées en admettant une loi de Poisson sont donc toujours sous-estimées et l'incertitude dans cette estimation représente un danger important d'erreur systématique.

Pour pouvoir compter plus rapidement sans risque, il faut donc trouver un moyen de compter plusieurs impulsions Cerenkov par impulsion d'accélérateur. Une échelle à 50 Mc suffirait généralement. Malheureusement une telle échelle est difficile à construire et à maintenir en état de marche. Nous avons donc décidé de construire un appareil moins universel mais s'adaptant mieux à nos besoins.

L'idée essentielle est de réaliser un circuit intégrateur qui donne une impulsion de sortie proportionnelle au nombre d'impulsions Cerenkov produites pendant une impulsion d'accélérateur. Le caractère pulsé de l'accélérateur fait que nous avons besoin de compter rapidement pendant une microseconde seulement, et qu'il

y a ensuite 20 millisecondes de temps mort avant la prochaine microseconde "active".

Les Figures 9a et 9b représentent le schéma d'ensemble du système de comptage utilisé :

a) Le circuit porte est le même que dans le circuit allongeur.

b) Le discriminateur rapide, destiné à supprimer le bruit de fond, est simplement une diode polarisée. C'est le seul élément de circuit qui protège contre le bruit de fond. Il s'agit donc d'un appareil moins sûr que l'allongeur d'impulsion. Heureusement, nous avons constaté, qu'en disposant avec soin le blindage, les signaux parasites sont suffisamment petits pour être arrêtés par la diode.

Par contre ce discriminateur a l'avantage d'être simple et d'avoir un temps mort très court. Dans le cas où le bruit de fond serait plus important, il est préférable de détecter les électrons avec deux compteurs en coïncidence (par exemple un scintillateur mince et un Cerenkov) et d'envoyer le signal de sortie du circuit de coïncidence sur notre système.

c) Le limiteur utilisé est simplement constitué par deux amplificateurs Hewlett Packard qui saturent dès que l'impulsion d'entrée est supérieure à 0,5 volts. Quand la diode du discriminateur rapide ne conduit pas, la capacité de la diode laisse passer environ 1/40 du signal. Un signal de 4 volts donne donc (si la diode est polarisée à plus de 4 volts) un signal parasite

d'environ 0,1 volt. Le limiteur doit donc être réglé de façon qu'un signal de 0,1 volt ne soit pas suffisamment grand, après le limiteur, pour agir sur l'intégrateur.

En pratique, en réglant le gain des deux Hewlett Packard au voisinage du gain minimum, il est possible d'obtenir les conditions suivantes :

- Un signal de 0,5 volt ou plus, sature les amplificateurs et on obtient une impulsion standard d'environ 3 volts.
- Un signal de 0,1 volt donne un signal de sortie inférieur à 1 volt et n'agit pas sur le circuit intégrateur.

d) Le circuit intégrateur est représenté sur la Figure (9 b). Chaque impulsion standard de durée 10^{-8} sec. et d'amplitude 3 volts augmente le voltage de la capacité de 220 PF d'environ 5/100 volt.

e) Le circuit de sortie comprend :

- Un anode follower destiné à donner un signal négatif à l'entrée de l'amplificateur lent.
- Un amplificateur lent dont le gain est réglé vers 500.
- Un circuit porte linéaire analogue à celui utilisé à la sortie de l'allongeur.
- Un analyseur à 100 canaux.

La Figure (10) représente un spectre obtenu avec ce système et un taux de comptage très élevé. On distingue nettement 5 pics qui correspondent respectivement à 1, 2, 3, 4, 5 coups par impulsion d'accélérateur. Le nombre de coups réels est donc :

$$N = N_1 + 2N_2 + 3N_3 + 4N_4 + \Big(5 + \varepsilon\,(m)\Big)\, N_5$$

En pratique, avec un taux de comptage raisonnable, N_5 est toujours petit ainsi que $\varepsilon\,(m)$. On a donc avec une très bonne approximation :

$$N = \sum_{\alpha\,=\,1}^{5} \alpha N_\alpha$$

La Figure (11) représente les performances du système pour des conditions expérimentales fixes mais avec un taux de comptage variable.

Le tableau II de l'appendice A donne les valeurs de N_1, N_2 ... N_5 pour chacune de ces mesures ainsi que les valeurs prévues par le calcul statistique en supposant un faisceau d'intensité constante. On voit que pour certaines mesures le désaccord est suffisamment important pour justifier la nécessité de notre échelle rapide.

D) Stabilité de l'électronique.

La position du seuil de discrimination est assez peu critique grâce au fait que les impulsions Cerenkov ont presque toutes la même taille.

Nous avons vérifié ce point en détail en étudiant, avec l'échelle rapide, la variation du taux de comptage quand on varie la Haute Tension du photomultiplicateur de ± 5 o/o, et le seuil de discrimination de ± 20 o/o. Dans la plage ainsi définie, la variation du taux de comptage est inférieure à 2 o/o, si l'on choisit bien les valeurs médianes du seuil et de la Haute Tension.

E) Fentes d'analyse.

La fente d'analyse placée à la sortie du spectromètre a pour but de définir la bande d'énergie exacte acceptée par le compteur Cerenkov.

Si l'on désire étudier la structure d'une section efficace complexe présentant des variations rapides avec l'énergie il faut utiliser une fente étroite donnant une bonne résolution en énergie. Par contre, s'il s'agit d'étudier une diffusion élastique dans des conditions où les processus inélastiques sont petits ou éloignés du pic élastique, on peut utiliser une fente large qui englobe d'un seul coup l'ensemble d'un pic.

Dans le premier cas, la section efficace correspondant à un certain processus s'obtient en mesurant la surface sous une certaine région de la courbe différentielle et en divisant le résultat par un coefficient de normalisation proportionnel à la bande d'énergie utilisée. Le coefficient de normalisation doit tenir compte de la pénétration par les électrons des bords de la

fente d'analyse, ce qui n'est pas toujours facile.

Dans le second cas, la section efficace s'obtient simplement à partir du nombre d'évènements détectés par le compteur Cerenkov. Il s'agit donc, en principe, d'une méthode plus directe. Pour obtenir des résultats corrects, il faut cependant opérer avec beaucoup de soins et en particulier déterminer avec précision la position du pic par rapport à la tranche d'énergie acceptée par le compteur. Pour cela, il suffit de tracer la courbe "intégrale" donnant le taux de comptage en fonction du champ dans le spectromètre. On peut alors choisir une valeur du champ magnétique telle que les fentes d'analyse entourent bien le pic du processus que l'on désire mesurer. Si le choix est correct, le taux de comptage varie alors lentement autour de la position utilisée et nous sommes alors dans les meilleurs conditions pour faire une mesure précise.

Dans les mesures que nous décrirons dans la suite, nous avons utilisé des fentes étroites de 4 mm de haut ($\frac{\Delta E}{E} \simeq 0{,}19$ o/o) et des fentes larges de 4 cm de haut ($\frac{\Delta E}{E} \simeq 2$ o/o). Les dimensions latérales des fentes sont de 5 cm de façon que l'angle solide et le profil horizontal du spectromètre soient définis par les dimensions de la chambre à vide du spectromètre et non par celles de la fente d'analyse.

Les Figures (12 a) et (12 b) montrent l'aspect des courbes obtenues avec les deux types de fentes. Il s'agit ici du pic élastique d'O^{16} pour un angle de diffusion de 60°. L'épaisseur de la cible d'eau était de 3 mm environ. La bande d'énergie définie par le système de déflection était de 0,2 o/o.

V - EQUIPEMENTS ANNEXES.

A) Porte cible.

Les cibles sont fixées sur une échelle dont le déplacement vertical est télécommandé. Cela permet d'introduire dans le faisceau 4 cibles au choix, ainsi qu'un écran fluorescent pour déterminer la position du faisceau. La reproductibilité de la position verticale des cibles est de l'ordre du millimètre.

L'angle des cibles avec le faisceau est aussi télécommandé. Pour assurer que le parcours dans la cible de tous les électrons diffusés sous un angle θ soit le même, il faut que la normale à la cible fasse un angle égal à $\frac{\theta}{2}$ avec la direction du faisceau incident. Cette condition simplifie beaucoup les calculs de corrections dues au Bremsstrahlung et au "straggling" des électrons dans la cible.

Pour comparer les résultats obtenus sous des angles différents, il faut multiplier les résultats obtenus pour un angle θ par cos $\theta/2$. Si l'incertitude sur θ est égale à $\Delta\theta$, l'incertitude relative dans le résultat est :

$$\varepsilon = \frac{\Delta(\cos \theta/2)}{\cos \theta/2} = \frac{1}{2} \Delta\theta \operatorname{tg} \theta/2$$

Pour $\theta = 120^{\circ}$ et $\Delta\theta = \frac{1}{60}$,

on trouve ε = 1,5 o/o

ce qui montre la nécessité d'avoir une lecture précise de la rotation du porte-cible ou, mieux, de ne pas modifier θ pendant une expérience.

B) Mesure du courant.

Pendant les expériences, le courant est mesuré avec un mesureur à électrons secondaires comportant 11 feuilles émettrices et 10 feuilles collectrices de diamètre 30 cm. (5). Sa calibration peut être effectuée à tout moment à l'aide d'un cylindre de Faraday en plomb (6) que l'on peut introduire dans le faisceau avec une télécommande appropriée. L'efficacité du mesureur à électrons secondaires peut varier entre 39 o/o et 41 o/o. La stabilité au cours d'une nuit est meilleure que 1 o/o de sorte que, pour les mesures relatives de distribution angulaire, il n'est pas nécessaire de faire une calibration chaque nuit.

Le courant donné par le mesureur à électrons secondaires est intégré par un électromètre automatique qui donne un signal après avoir reçu une charge déterminée. Le signal provenant de l'intégrateur automatique est utilisé pour arrêter l'électronique associée au compteur Cerenkov. Pour cela, il suffit de couper l'arrivée du signal de synchronisation de l'accélérateur qui déclenche les circuits-porte.

APPENDICE A - PERTES DE COMPTAGE DE L'ELECTRONIQUE.

Soit m, le taux de comptage moyen, c'est-à-dire le rapport du nombre réel d'évènements au nombre d'impulsions de l'accélérateur. Si le même nombre d'électrons frappe la cible à chaque impulsion d'accélérateur, m ne varie pas d'une impulsion à la suivante. Comme dans le cas d'une source radioactive, la probabilité d'observer x évènements, dans un intervalle où il y a en moyenne m évènements, est :

$$P(x) = \frac{m^x \, e^{-m}}{x\,!} \qquad 1\ A)$$

Si l'électronique utilisée ne peut compter qu'un évènement au plus par intervalle, le nombre d'évènements perdus est, en moyenne :

$$N(m) = \sum_{x=2}^{\infty} (x-1) \frac{m^x \, e^{-m}}{x\,!} = e^{-m} + m - 1$$

et la perte est :

$$\frac{N(m)}{m} = \frac{e^{-m} + m - 1}{m} \qquad 2\ A)$$

Quand m est petit devant l'unité :

$$\frac{N(m)}{m} \simeq \frac{m}{2} - \frac{m^2}{6} \qquad 3\ A)$$

Si l'électronique peut compter plusieurs évènements par impulsion d'accélérateur, la perte sera évidemment beaucoup

plus faible pour un même taux de comptage. Le tableau (I) ci-dessous résume le résultat des calculs pour une électronique pouvant compter 1, 2, 3, 4 ou 5 coups au maximum.

TABLEAU I

Perte de comptage de l'électronique

Nombre de coups maximum que l'électronique peut compter	Formule exacte	Formule approchée pour m petit devant l'unité	Perte pour m=1
1	$(m - 1 + e^{-m})\, m^{-1}$	$\frac{m}{2} - m^2/6$	36,8 %
2	$\left[m - 2 + e^{-m}(m + 2)\right] m^{-1}$	$m^2/6 - m^3/12$	10,4 %
3	$\left[m - 3 + e^{-m}(m^2/2 + 2m + 3)\right] m^{-1}$	$m^3/24 - 3m^4/120$	2,4 %
4	$\left[m - 4 + e^{-m}(m^3/6 + m^2 + 3m + 4)\right] m^{-1}$	$m^4/120 - m^5/180$	0,5 %
5	$\left[m-5+e^{-m}(m^4/24 + m^3/3 + 3/2m^2 + 4m + 5)\right] m^{-1}$	$m^5/720 - m^6/1008$	0,068 %

Le tableau (II) donne les résultats d'une série de mesures effectuées avec l'échelle rapide décrite au chapitre précédent. Cette échelle donne le nombre d'impulsions de l'accélérateur qui contiennent 1, 2, 3, 4, 5 (ou plus) évènements. Si l'on note chacun de ces nombres par N_α (α variant de 1 à 5), la quantité $\sum_{\alpha=1}^{5} \alpha N_\alpha$ est, pour les taux de comptage raisonnables, très proche du nombre réel d'évènements. Le taux de comptage moyen est donc donné par :

$$m = \frac{\sum_{\alpha=1}^{5} \alpha N_\alpha}{50\ t}$$

où t est la durée de la mesure. (Il y a en effet 50 impulsions d'accélérateur par seconde).

Avec un système ne pouvant compter qu'un évènement au maximum par impulsion, on n'aurait compté que $\sum_{\alpha=1}^{5} N_\alpha$. La perte avec un tel système aurait donc été :

$$\frac{\sum_{\alpha=1}^{5} \alpha N_\alpha - \sum_{\alpha=1}^{5} N_\alpha}{\sum_{\alpha=1}^{5} \alpha N_\alpha}$$

C'est cette quantité que nous comparons à la valeur théorique $\frac{e^{-m} + m - 1}{m}$ qui suppose un faisceau d'intensité constante.

Dans les deux dernières colonnes du tableau, nous comparons le pourcentage réel $\frac{N_1}{50\ t}$ d'impulsions contenant un

évènement à la valeur théorique $m\, e^{-m}$. On voit que dans les deux cas, les valeurs théoriques sont assez proches des valeurs expérimentales. Comme il fallait s'y attendre, les pertes réelles sont plus grandes que les pertes données par la théorie, et la différence donne une indication sur la stabilité du faisceau qui était bonne le soir de cette mesure.

Remarque.

Le temps de résolution fini de l'électronique est à l'origine d'une perte de comptage supplémentaire qui peut s'estimer en disant que notre système ne peut compter qu'un évènement par intervalle de durée τ. Si T est la durée d'une impulsion de l'accélérateur, le taux de comptage moyen pendant l'intervalle de durée τ est :

$$\mu = m \frac{\tau}{T}$$

et la perte P est, d'après la formule 3 A :

$$P = \frac{\mu}{2}$$

Ici $\tau \simeq 10^{-8}$ s et $T \simeq 10^{-6}$ s

Pour m = 1,5 la perte doit donc être de 0,75 o/o, ce qui est en bon accord avec nos résultats expérimentaux.

Si nous avions utilisé une échelle conventionnelle caractérisée par un temps mort θ la perte aurait été $p \simeq \frac{m\theta}{T}$. Notre système est donc équivalent à une échelle conventionnelle ayant un temps mort $\theta = \frac{\tau}{2} = 5 \times 10^{-9}$ s.

Numéro de la mesure	$m = \frac{N}{t \times 50}$	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	$\sum_{\alpha=1}^{5} \alpha N_\alpha$	$\sum_{\alpha=1}^{5} N_\alpha$	$\frac{\sum N_\alpha - \sum N_\alpha}{\sum \alpha N_\alpha}$	Valeur prévue par la théorie.	$\frac{N_1}{t \times 50}$	Valeur prévue par la théorie
1	0,177	7090	814	77	8	0	8981	7989	11 o/o	8,5 o/o	13,9 o/o	15 o/o
2	0,57	4755	1443	345	66	11	8995	6620	26,5o/o	22 o/o	30 o/o	32 o/o
3	0,118	7872	547	41	1	0	9393	8461	7 o/o	6 o/o	10,3 o/o	10,5o/o
4	1,38	2109	1455	764	271	125	9020	4724	47,7o/o	45,5 o/o	32,5 o/o	35 o/o
5	1,50	1917	1361	748	316	159	8942	4501	49,4o/o	48 o/o	32 o/o	33,5o/o
6	0,64	4479	1526	397	62	17	9055	6481	28,6o/o	25,5 o/o	32 o/o	33 o/o
7	0,23	6999	940	91	5	1	9177	8036	12,7o/o	10,5 o/o	18 o/o	18 o/o
8	0,083	8289	387	19	1	0	9124	8696	4,75o/o	4 o/o	7,7 o/o	8 o/o

TABLEAU II

REFERENCES.

1 - SYSTEME DE DEFLECTION.

W. Panofsky et J.A. Mc Intyre, Rev. Sci. Instr., 25, 287,(1954).

K.L. Brown, Rev. Sc. Inst. 27, 959, (1956).

J. Pinel, Annales de Radioélectricité, XIV, No 57, (1959) et XV, No 59 (1960).

D. Isabelle et F. LACOSTE, Orsay, rapport LHE 1.

2 - AIMANTS A DOUBLE FOCALISATION

David L. Judd, Rev. Sc. Instr.,21, 213, (1950)

David L. Judd et Sidney A. Bludman,Nuclear Instruments, 1, 46, (1956)

R, Belbeoch, P. Bounin et G. Proca, J. de Phys., 21, 489, (1960).

G. Proca, Rapport LAL-1019, Orsay.

3 - EFFET CERENKOV

J. Marshall, C.E.R.N. Symposium, Tome II, 63, (1956)

4 - ALLONGEURS D'IMPULSIONS.

Henry H. Kendall, UCRL 8706, 113, (1959).

E.L. Garwin, Rev. Sc. Instr. 30, 373, (1959).

5 - MESUREUR D'ELECTRONS SECONDAIRES.

G.W. Tautfest et H.R. Fechter, Rev. Sc. Instr., 26, 229, (1955).

D. Isabelle, l'Onde Electrique, Avril 1962.

6 - CYLINDRE DE FARADAY.

K.L. Brown, Rev. Sc.Inst. 27, 959, (1956)

D. Isabelle, l'Onde Electrique, Avril 1962.

FIGURES

Fig. 1 Disposition générale des expériences.

Fig. 2 Plan schématique du système de déflection.

Fig. 3 Distribution en énergie du faisceau incident.

Fig. 4 Profil magnétique du spectromètre.

Fig. 5 Traces des plans images sur le plan médian du spectromètre, pour des objets se trouvant sur l'axe inférieur du spectromètre, à différentes distances de celui-ci.

Fig. 6 Notations, pour le calcul de l'angle solide du spectromètre (dans le texte).

Fig. 7 Spectre différentiel des impulsions provenant du compteur Cerenkov.

Fig. 8a Schéma d'ensemble de l'allongeur d'impulsions.

Fig. 8b Plan de l'allongeur d'impulsion.

Fig. 9a Schéma d'ensemble de l'échelle rapide.

Fig. 9b Plan de la partie centrale de l'échelle rapide.

Fig.10 Spectre différentiel des impulsions provenant de l'échelle rapide.

Fig.11 Variation du nombre de coups enregistrés par l'échelle rapide, en fonction du taux de comptage.

Fig.12 Spectre d'énergie des électrons diffusés élastiquement sur l'O^{16}.

a) Mesuré en utilisant une fente d'analyse étroite.

b) Mesuré en utilisant une fente d'analyse large.

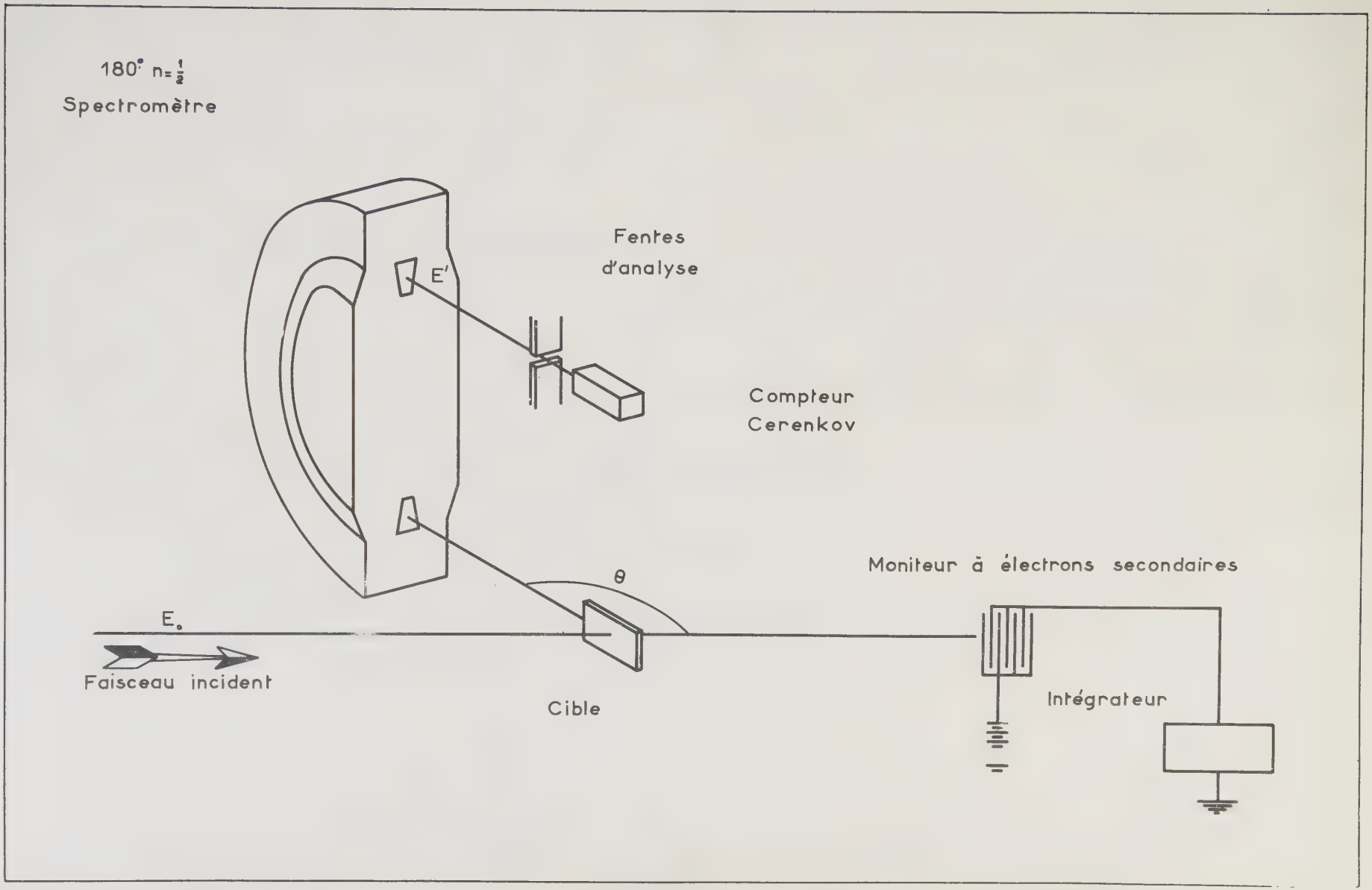

180° n=½
Spectromètre
Fentes
d'analyse
E'
Compteur
Cerenkov
θ
Moniteur à électrons secondaires
E₀
Faisceau incident
Cible
Intégrateur

Fig. 1

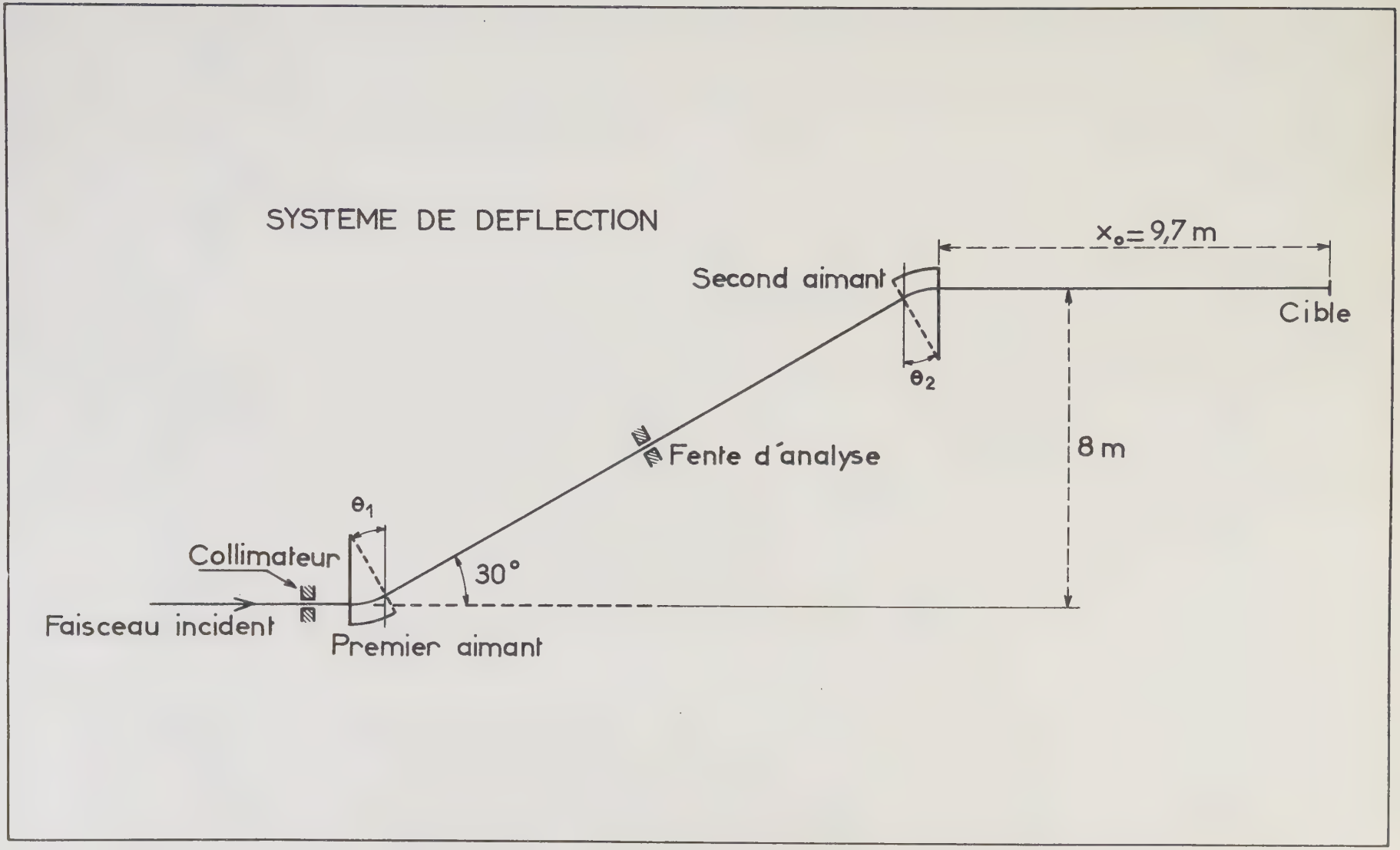

SYSTEME DE DEFLECTION
$x_o = 9,7$ m
Second aimant
Cible
θ_2
8 m
Fente d'analyse
θ_1
Collimateur
30°
Faisceau incident
Premier aimant

Fig. 2

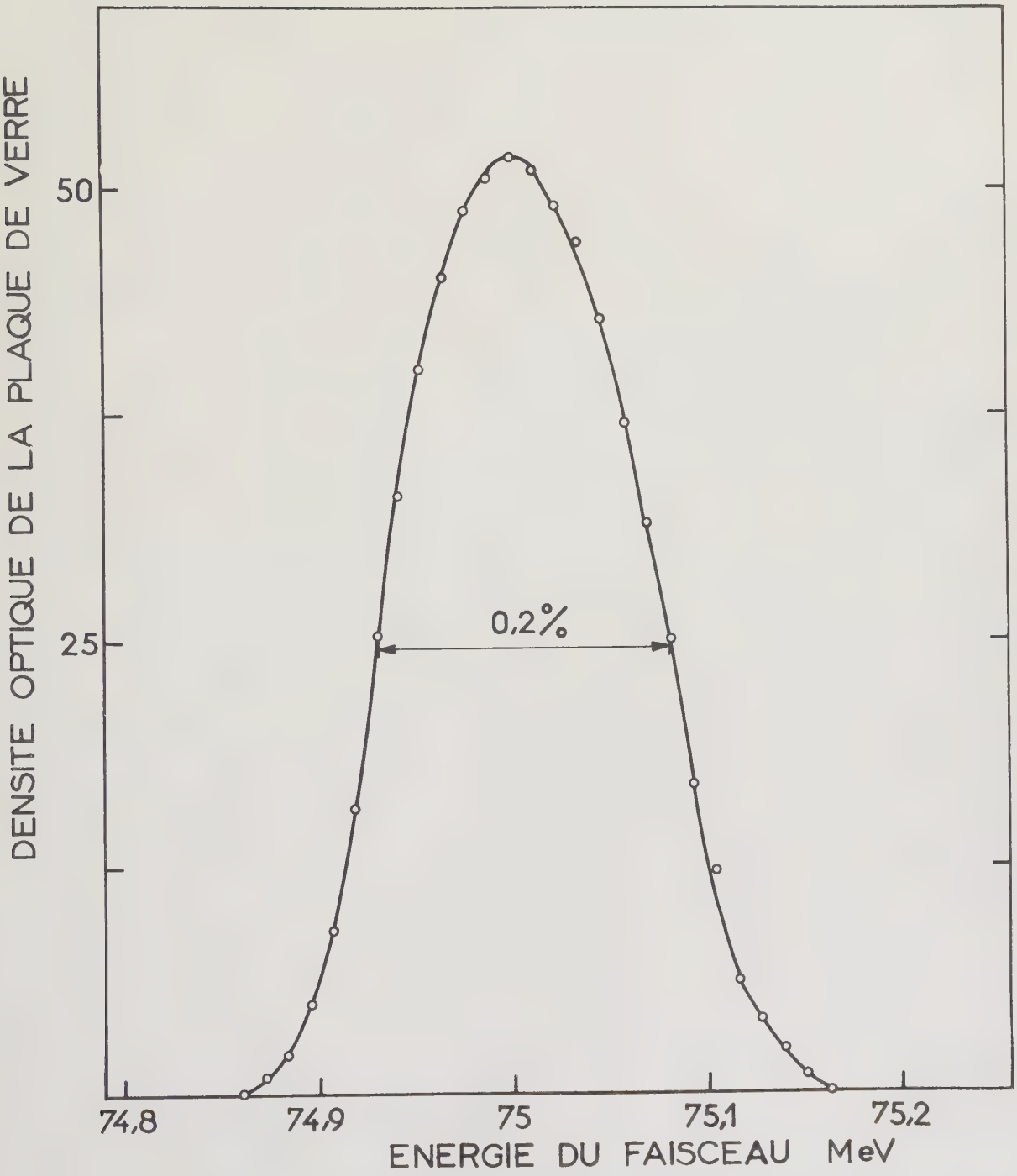

DENSITE OPTIQUE DE LA PLAQUE DE VERRE
50
25
0,2%
74,8
74,9
75
75,1
75,2
ENERGIE DU FAISCEAU MeV

Fig.3

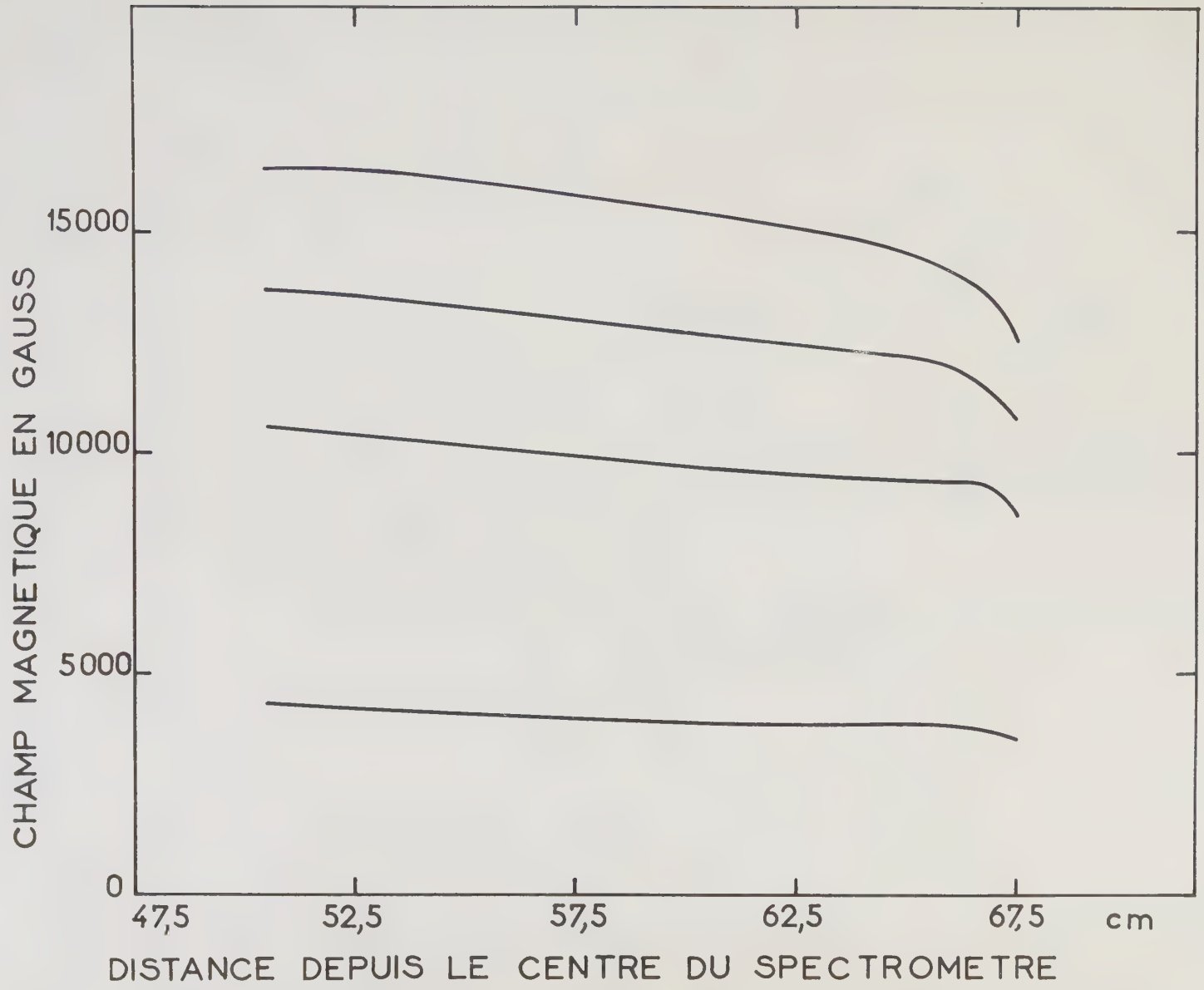

CHAMP MAGNETIQUE EN GAUSS
15000
10000
5000
0
47,5
52,5
57,5
62,5
67,5
cm
DISTANCE DEPUIS LE CENTRE DU SPECTROMETRE

Fig.4

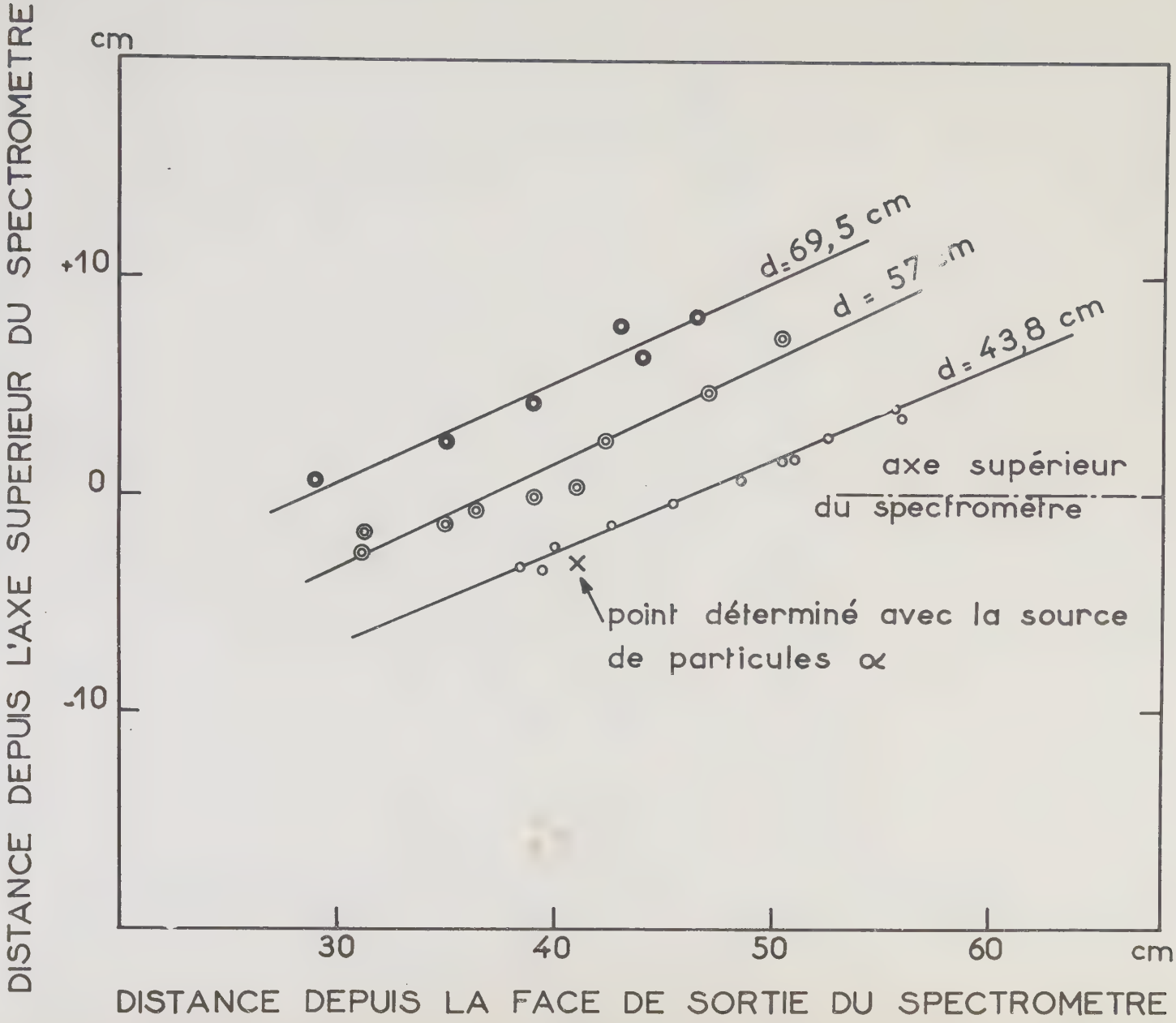

DISTANCE DEPUIS L'AXE SUPERIEUR DU SPECTROMETRE
cm
+10
0
-10
d=69,5 cm
d = 57 cm
d = 43,8 cm
axe supérieur
du spectromètre
point déterminé avec la source
de particules α
30
40
50
60
cm
DISTANCE DEPUIS LA FACE DE SORTIE DU SPECTROMETRE

Fig 5

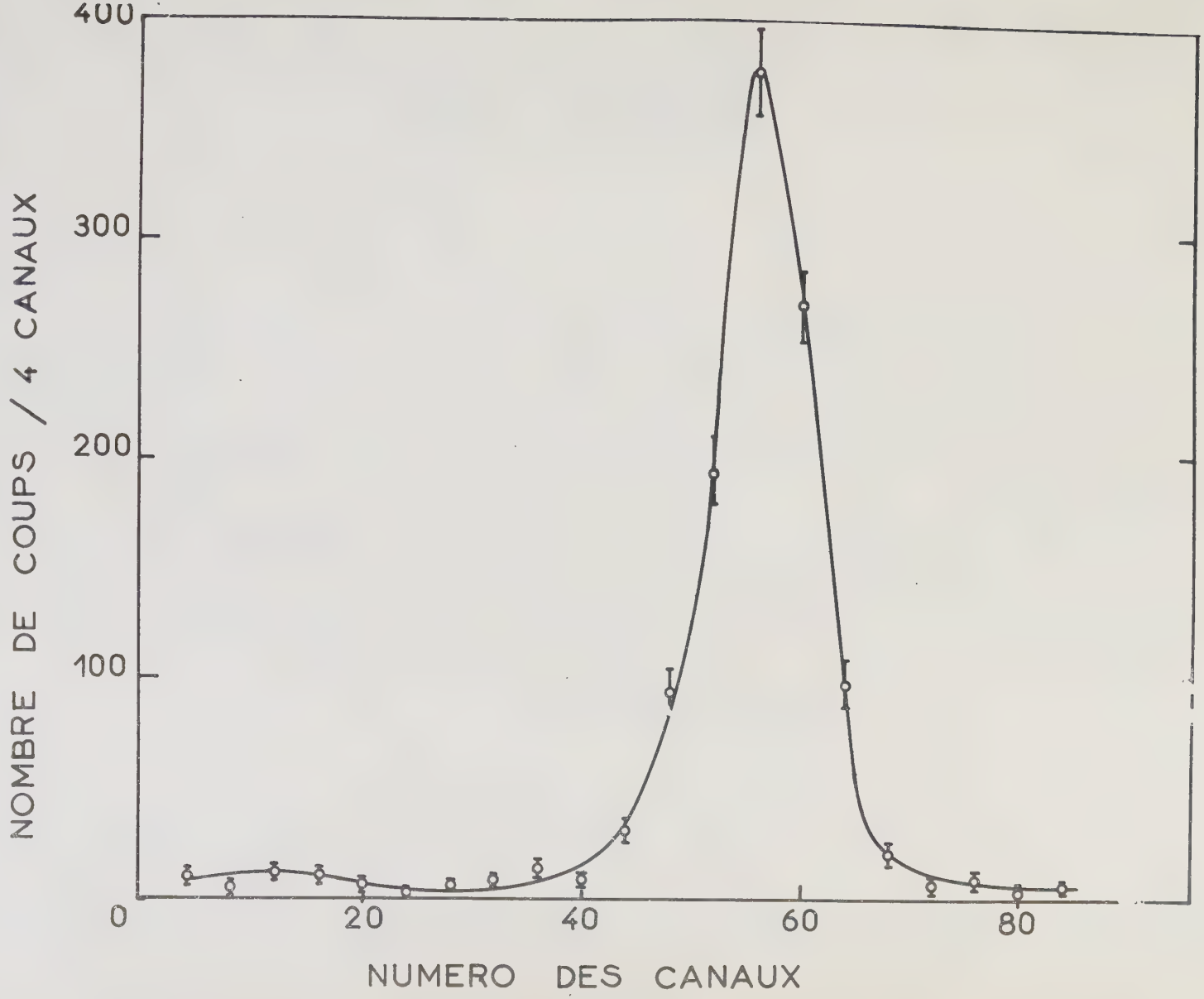

400
300
200
100
0
20
40
60
80
NOMBRE DE COUPS / 4 CANAUX
NUMERO DES CANAUX

Fig.7

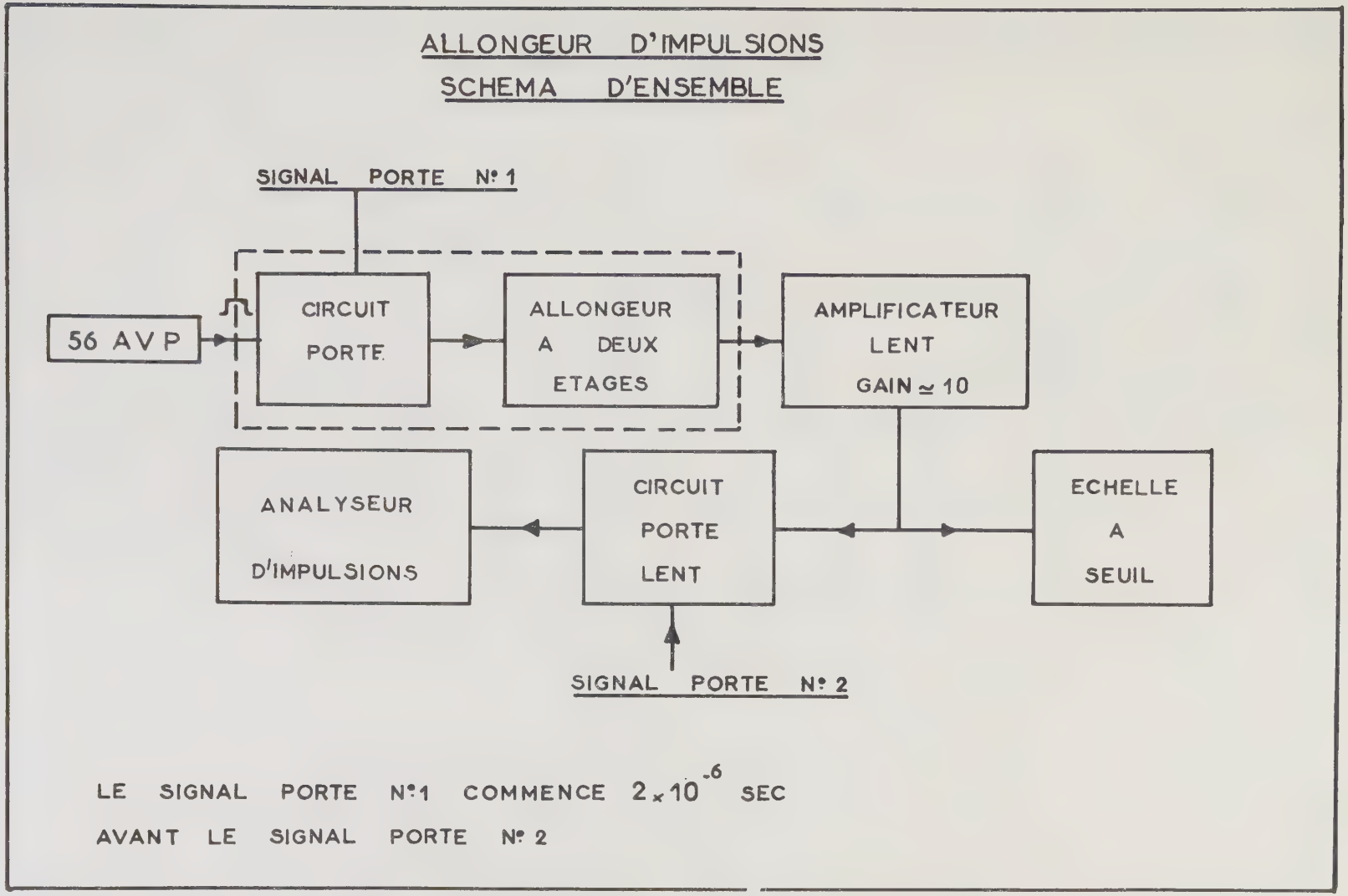

ALLONGEUR D'IMPULSIONS
SCHEMA D'ENSEMBLE
SIGNAL PORTE N° 1
56 AVP
CIRCUIT PORTE
ALLONGEUR A DEUX ETAGES
AMPLIFICATEUR LENT GAIN ≃ 10
ANALYSEUR D'IMPULSIONS
CIRCUIT PORTE LENT
ECHELLE A SEUIL
SIGNAL PORTE N° 2
LE SIGNAL PORTE N°1 COMMENCE 2×10^{-6} SEC
AVANT LE SIGNAL PORTE N° 2

Fig.8 a

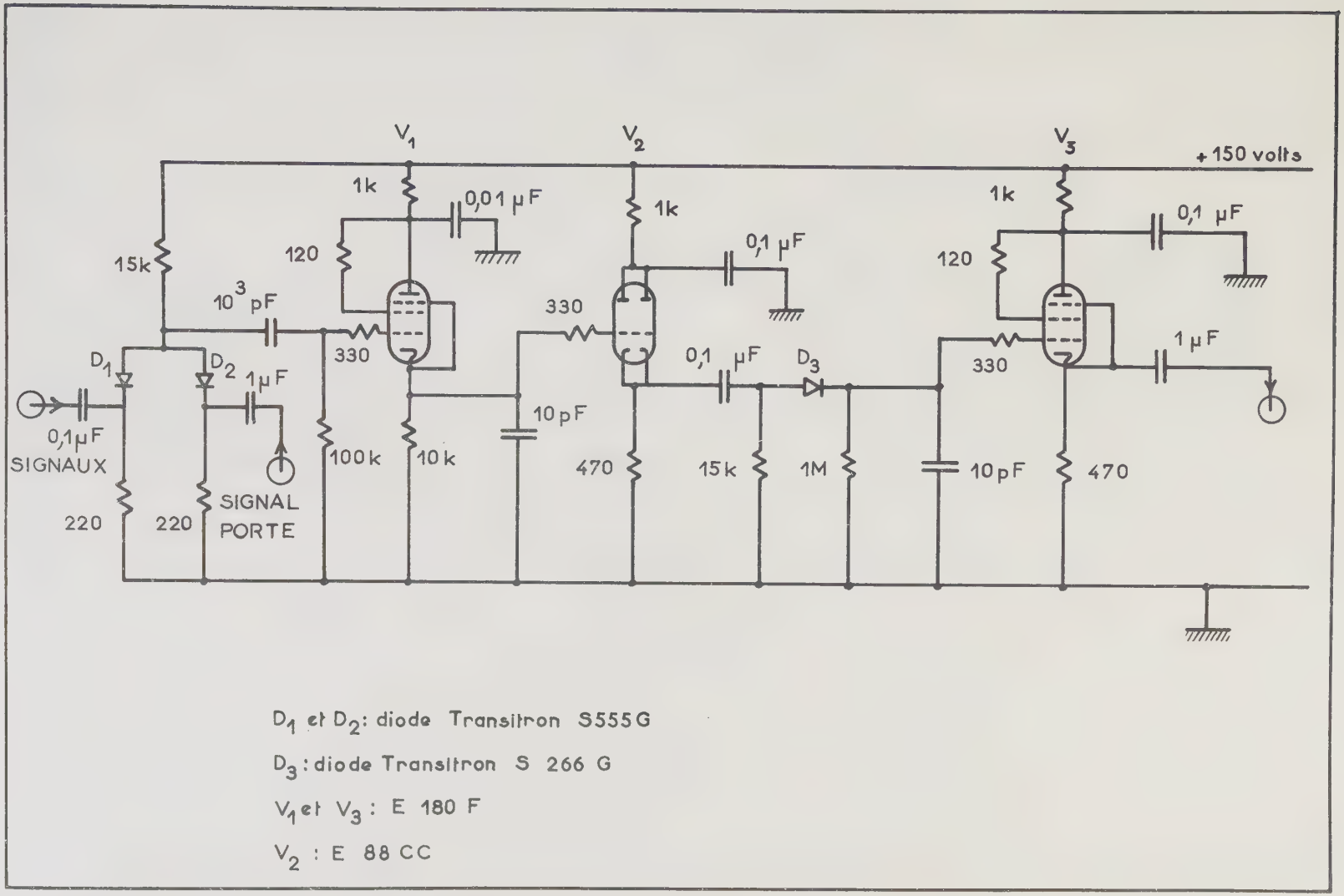

V1
V2
V3
+150 volts
1k
0,01 µF
120
15k
10³ pF
330
D1
D2
1µF
0,1µF
SIGNAUX
220
220
SIGNAL
PORTE
100k
10k
10pF
470
15k
1M
0,1 µF
D3
1k
0,1 µF
330
1k
0,1 µF
120
330
1 µF
10pF
470
D1 et D2: diode Transitron S555G
D3: diode Transitron S 266 G
V1 et V3 : E 180 F
V2 : E 88 CC

Fig 8 b

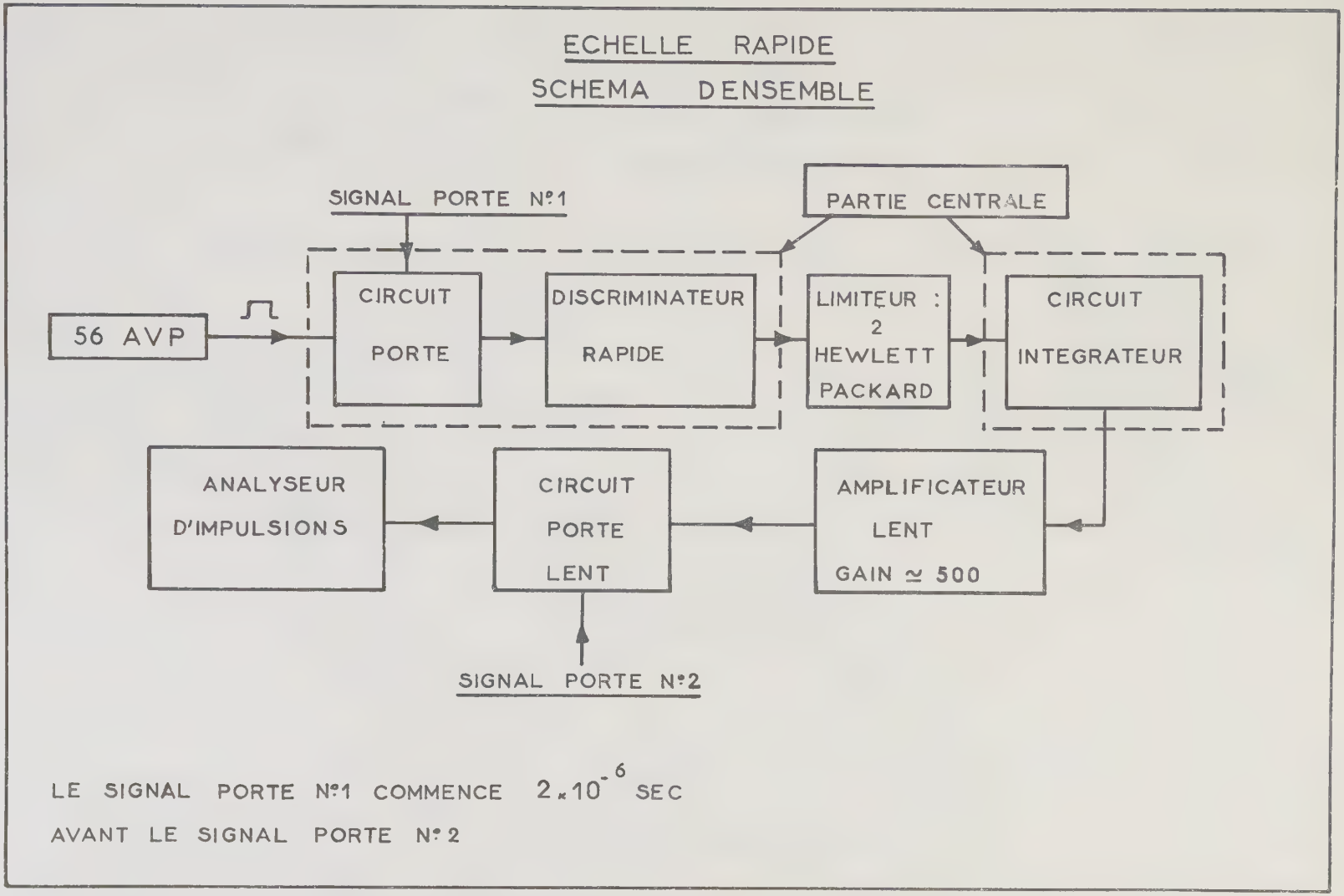

ECHELLE RAPIDE
SCHEMA DENSEMBLE
SIGNAL PORTE N°1
PARTIE CENTRALE
56 AVP
CIRCUIT PORTE
DISCRIMINATEUR RAPIDE
LIMITEUR : 2 HEWLETT PACKARD
CIRCUIT INTEGRATEUR
ANALYSEUR D'IMPULSIONS
CIRCUIT PORTE LENT
AMPLIFICATEUR LENT GAIN ≃ 500
SIGNAL PORTE N°2
LE SIGNAL PORTE N°1 COMMENCE 2×10^{-6} SEC
AVANT LE SIGNAL PORTE N° 2

Fig.9a

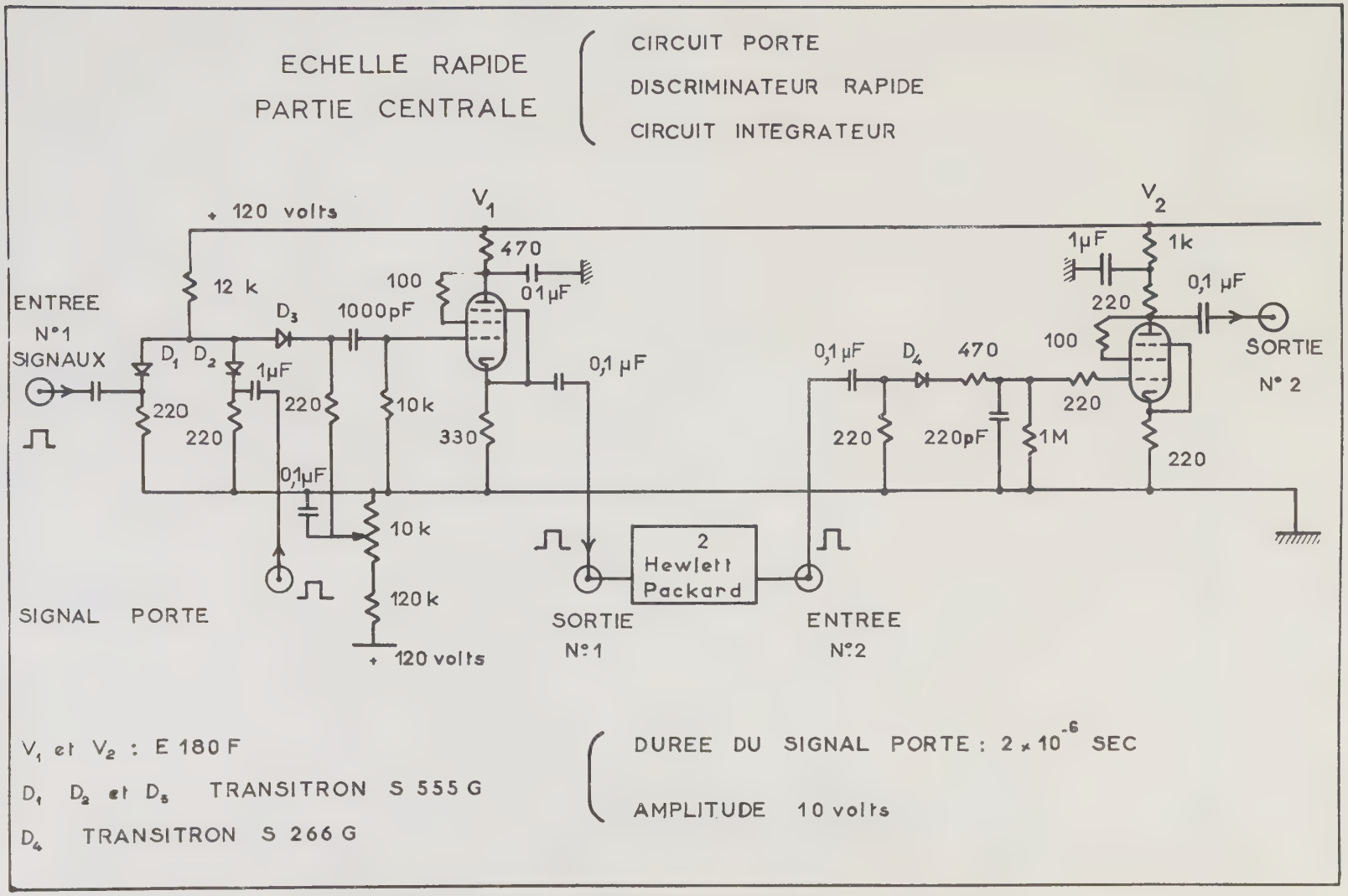

ECHELLE RAPIDE
PARTIE CENTRALE
CIRCUIT PORTE
DISCRIMINATEUR RAPIDE
CIRCUIT INTEGRATEUR
+ 120 volts
V1
V2
470
12 k
100
0,1 µF
ENTREE
N°1
SIGNAUX
D1 D2
D3
1000pF
1µF
220
220
220
10k
330
0,1 µF
0,1µF
10 k
120 k
+ 120 volts
SIGNAL PORTE
2
Hewlett
Packard
SORTIE
N°1
ENTREE
N°2
1µF
1k
0,1 µF
220
SORTIE
N° 2
0,1 µF
D4
470
100
220
220
220pF
1M
220
V1 et V2 : E 180 F
D1 D2 et D3 TRANSITRON S 555 G
D4 TRANSITRON S 266 G
DUREE DU SIGNAL PORTE : 2 x 10-6 SEC
AMPLITUDE 10 volts

Fig. 9b

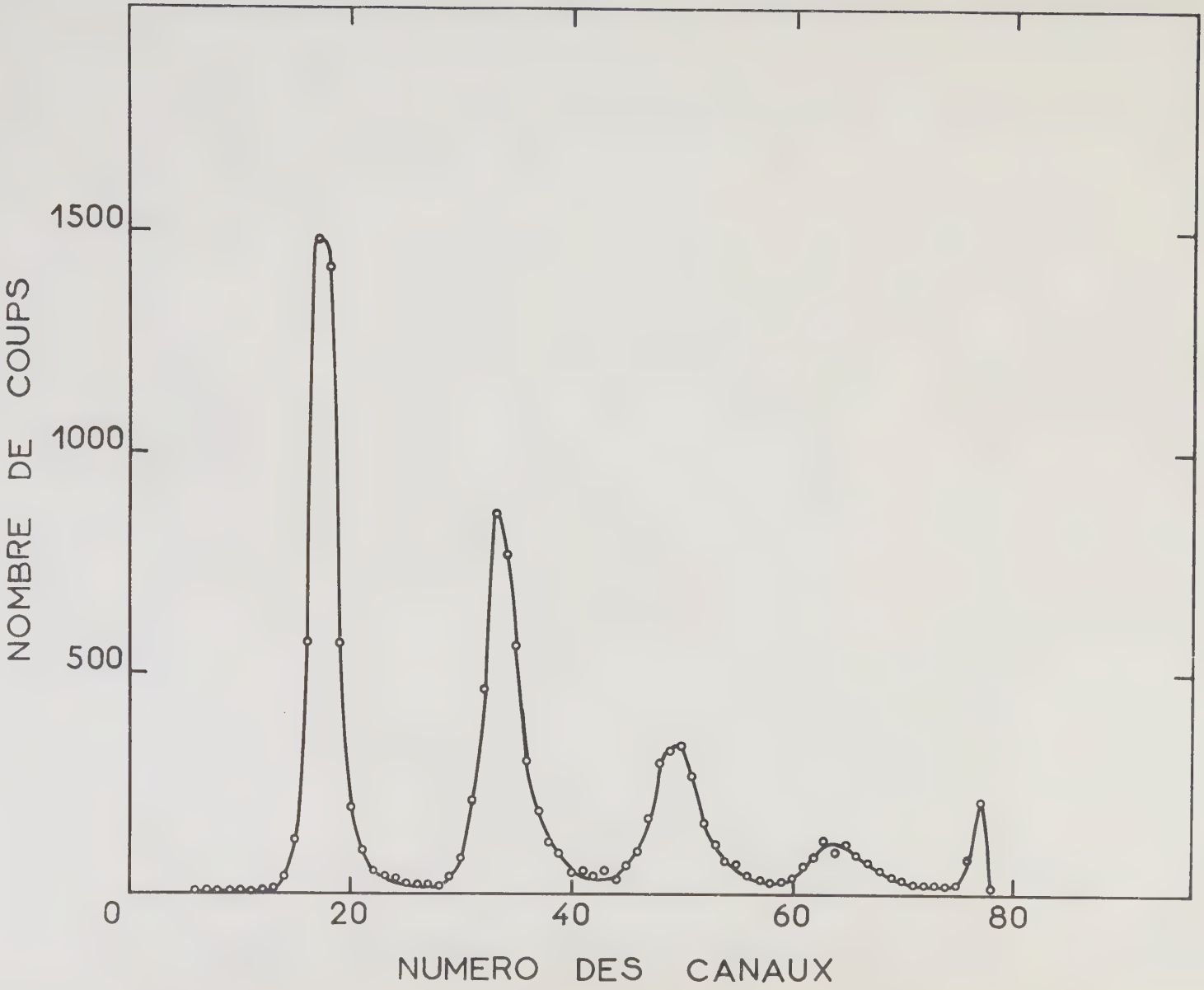


Fig.10

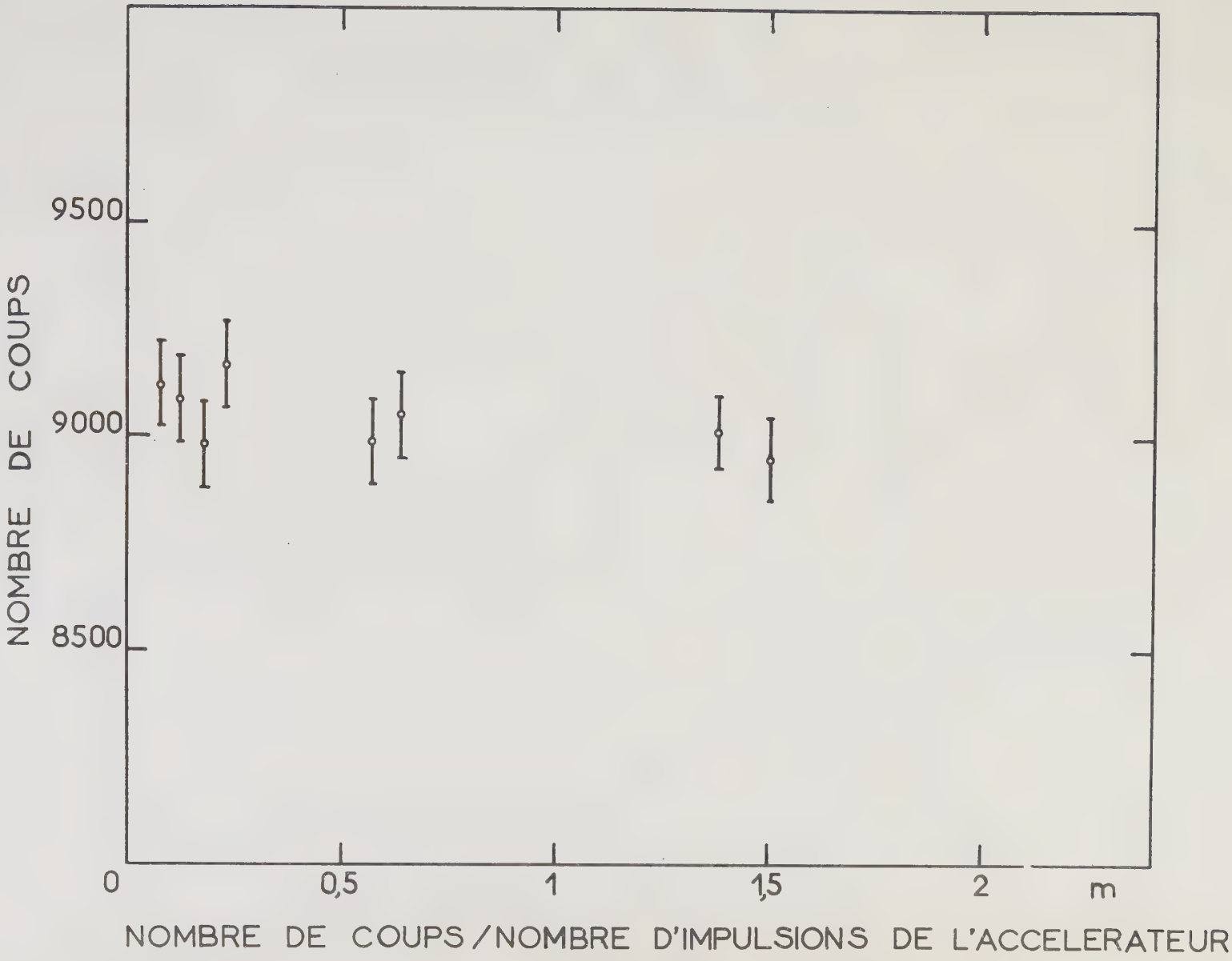

NOMBRE DE COUPS
9500
9000
8500
0
0,5
1
1,5
2
m
NOMBRE DE COUPS / NOMBRE D'IMPULSIONS DE L'ACCELERATEUR

Fig.11

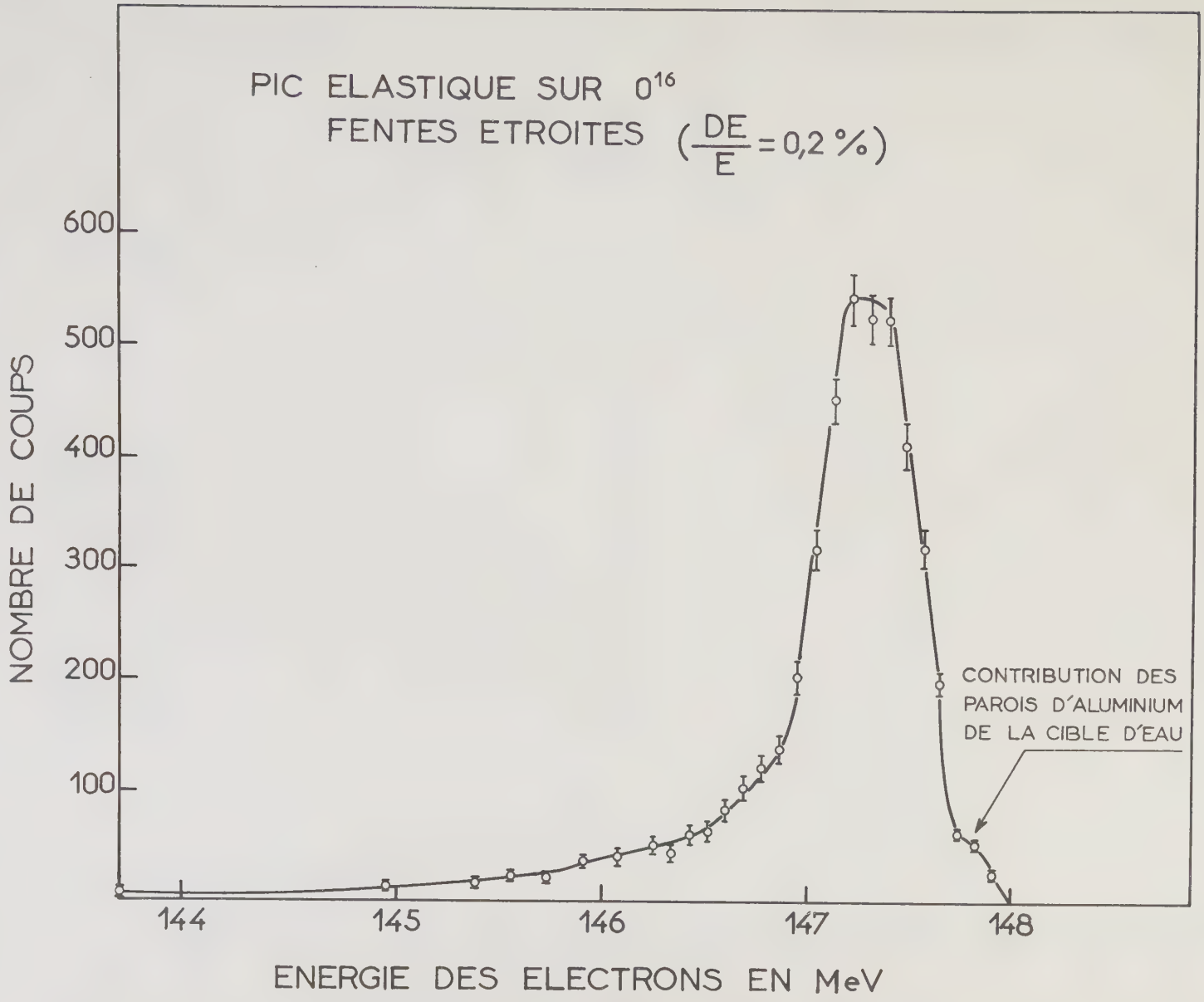

PIC ELASTIQUE SUR O^{16}
FENTES ETROITES $(\frac{DE}{E} = 0,2\ \%)$
NOMBRE DE COUPS
600
500
400
300
200
100
144
145
146
147
148
ENERGIE DES ELECTRONS EN MeV
CONTRIBUTION DES PAROIS D'ALUMINIUM DE LA CIBLE D'EAU

Fig.12a

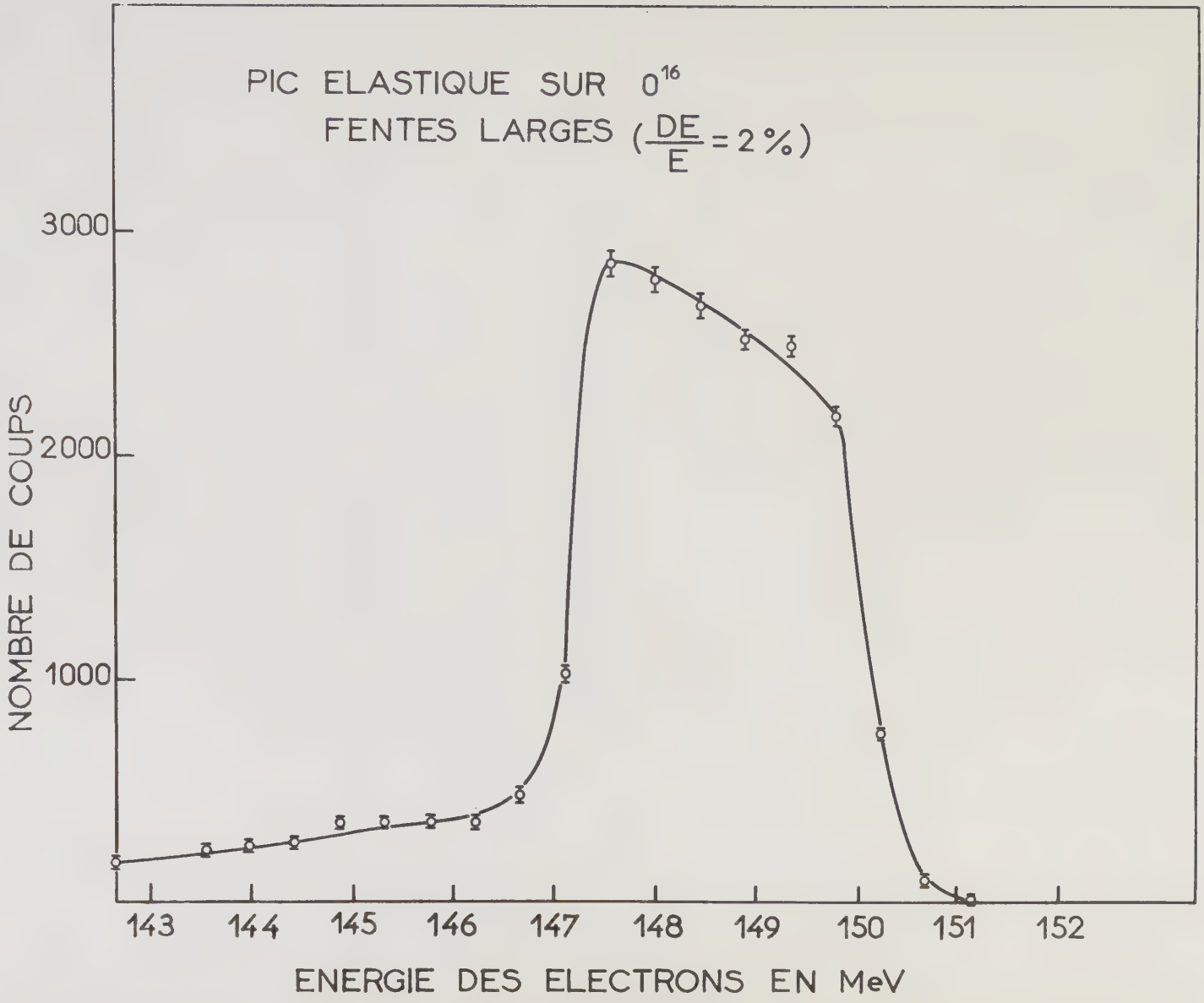

PIC ELASTIQUE SUR O^{16}
FENTES LARGES ($\frac{DE}{E} = 2\%$)
NOMBRE DE COUPS
3000
2000
1000
143
144
145
146
147
148
149
150
151
152
ENERGIE DES ELECTRONS EN MeV

Fig.12 b

CHAPITRE II

ETUDE DES INTERACTIONS ELECTROMAGNETIQUES

DES ELECTRONS

DIFFUSES DANS UNE CIBLE MINCE.

A - GENERALITES.

Ce chapitre est consacré à l'étude des intéractions électromagnétiques des électrons diffusés dans une cible mince. Les trois processus principaux par lesquels un électron peut perdre de l'énergie sont : le rayonnement de freinage, le rayonnement pendant la diffusion sur un noyau, les collisions avec les électrons de la cible. Après avoir rappelé brièvement ce que nous savons sur ces trois processus pris séparément, nous en effectuons la convolution en utilisant les simplifications introduites par l'hypothèse que : 1) la cible est mince, 2) les pertes d'énergies considérées sont petites devant l'énergie initiale de l'électron.

Le résultat de cette convolution s'exprime sous une forme permettant un calcul numérique simple dans le cas où l'on suppose, de plus, que les pertes d'énergies sont grandes devant l'énergie caractéristique ξ définie par Landau. Ceci permet de calculer la "queue"du pic élastique dans la zone de perte d'énergie considérée dans l'étude de la diffusion inélastique sur les premiers niveaux excités des noyaux.

B - RAYONNEMENT DE FREINAGE.

1) Calcul de la probabilité $W_1(\Delta,E)dx$ qu'un électron émette un photon d'énergie supérieure à Δ en traversant une cible d'épaisseur dx.

La probabilité différentielle d'émission de radiation par un électron s'écrit :

$$\phi_{rad}(E,E')dE' = \frac{F(U,\nu)}{X_o \log(183Z^{-1/3})} \frac{dE'}{E'}$$

Dans cette formule, E est l'énergie initiale de l'électron et E' l'énergie du photon émis. F(U, v) est une fonction de $U = E + mc^2$ et $v = \frac{E'}{U}$, dont la forme dépend de la valeur de la quantité $\gamma = 100 \frac{mc^2}{U} \frac{v}{1-v} Z^{-1/3}$. Quand γ est inférieur à 2, ce qui est le cas ici sauf pour les valeurs de v très voisines de l'unité :

$$F(U,v) = \left[1+(1-v)^2\right]\left[\frac{f_1(\gamma)}{4} - \frac{1}{3}\log Z\right] - \frac{2}{3}\left[1-v\right]\left[\frac{f_2(\gamma)}{4} - \frac{1}{3}\log Z\right]$$

Les valeurs de f_1 et f_2 sont données graphiquement dans Rossi (1) p. 49. Nous donnons ci-dessous leurs valeurs explicites pour $\gamma < 1$, d'après (2).

$$f_1(\gamma) = 20{,}867 - 3{,}242\,\gamma + 0{,}625\,\gamma^2$$

$$f_2(\gamma) = 20{,}209 - 1{,}930\,\gamma - 0{,}086\,\gamma^2$$

La probabilité $W_1(\Delta,E)dx$ qu'un électron émette un photon d'énergie supérieure à Δ, en traversant une cible d'épaisseur dx est :

$$W_1(\Delta,E)dx = dx\int_{\Delta}^{E} \phi_{rad}(E,E')dE' = \frac{1}{X_o \log(183\,Z^{-1/3})}\int_{\frac{\Delta}{E}}^{1} F(U,v)\,\frac{dv}{v}$$

Le problème est donc ramené au calcul de l'intégrale de $\frac{F(U,v)}{v}$, calcul qui est facilité par la variation lente de F avec v, Pour $\left(\frac{\Delta}{E}\right)^2 \ll 1$:

$$W_1(\Delta,E) \simeq \frac{1}{X_o}\left[a_1 \log \frac{E}{\Delta} + b_1 \frac{\Delta}{E} - c_1\right]$$

Dans cette expression, a_1 est une fonction de Z seulement, qui varie entre 1,36 et 1,387 quand Z varie de 1 à 100. b_1 et c_1 sont des fonctions de Z et U. Leurs valeurs limites pour $U \longrightarrow +\infty$ s'obtiennent en intégrant $\frac{F(U,v)}{v}$ avec $\gamma = 0$. On trouve ainsi :

$$\lim b_1 = a_1$$

$$\lim c_1 = a_1 - 0,5$$

Pour les valeurs de U avec lesquelles nos expériences ont été réalisées, les valeurs de b_1 et c_1 sont peu différentes de leurs valeurs limites. La valeur exacte de b_1 s'obtient à partir du développement de F(U,v) au voisinage de v = 0. On trouve ainsi :

$$b_1 = a_1 + \frac{130 \ \frac{mc^2}{U} Z^{-1/3}}{\log(183 \ Z^{-1/3})}$$

La valeur exacte de c_1 s'obtient par intégration numérique.
Par exemple, pour Z = 13 et $U = 200 \ mc^2$ on trouve : $b_1 = 1,43$ et $c_1 = 0,92$, valeurs peu différentes des valeurs limites 1,37 et 0,87, respectivement.

Calcul de $f_1(x, \Delta, E)$ probabilité différentielle de perte d'énergie dans une cible d'épaisseur x.

Tant que $\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)^2 \ll 1$, $W_1(\Delta, E-\varepsilon)$ est très peu différent de $W_1(\Delta, E)$.
La probabilité $F_1(x, \Delta, E)$ que la perte d'énergie par rayonnement soit inférieure à Δ, vérifie donc l'équation :

$$\frac{\partial F_1(x, \Delta, E)}{\partial x} = - \int_0^{\Delta} \frac{\partial F_1(x, \varepsilon)}{\partial \varepsilon} \ W_1(\Delta - \varepsilon, E) d$$

pourvu que $\left(\frac{\Delta}{E}\right)^2 \ll 1$.

Si l'on remarque que $f_1(x,\varepsilon,E) = \frac{\partial F_1}{\partial \varepsilon}$ et si nous désignons par $\varphi_1(x,p,E)$ la transformée de Laplace de $f_1(x,\Delta,E)$, l'équation précédente donne :

$$\frac{1}{p}\,\frac{\partial \varphi_1(x,p,E)}{\partial x} = -\,\varphi_1(x,p,E)\,\mathcal{L}\left[\frac{1}{X_o}\left(a_1 \log\frac{E}{\Delta} + b_1\frac{\Delta}{E} - c_1\right)\right]$$

soit, en désignant par C la constante d'Euler :

$$\varphi_1(x,p,E) = \exp\left[-\frac{x}{X_o}\,(a_1 \log E + a_1 C - c_1)\,\exp\left[-\frac{x}{X_o}\,a_1 \log p + \frac{b_1}{Ep}\right]\right.$$

Car on doit avoir $\varphi(p) = 1$ pour $x = 0$

Si l'on pose :

$$\alpha_1 = \frac{a_1 x}{X_o}, \qquad \beta_1 = \frac{b_1 x}{X_o} \qquad \text{et} \qquad \gamma_1 = \frac{c_1 x}{X_o}, \text{ il vient :}$$

$$f_1(x,\Delta,E) = \exp\left[-\alpha_1(\log E + C) + \gamma_1\right]\mathcal{L}^{-1}\exp\left(-\alpha_1 \log p - \frac{\beta_1}{Ep}\right)\Bigg]$$

$$\mathcal{L}^{-1}\left[\exp\left(-\alpha_1 \log p - \frac{\beta_1}{Ep}\right)\right] = \mathcal{L}^{-1}\left[\sum_{n=0}^{+\infty}\frac{(-1)^n}{n!}\left(\frac{\beta_1}{E}\right)^n \frac{1}{p^{n+\alpha_1}}\right] = \sum_{n=0}^{+\infty}\frac{(-1)^n}{n!}\left(\frac{\beta_1}{E}\right)^n \frac{\Delta^{n+\alpha_1-1}}{\Gamma(n+\alpha_1)}$$

Nous avons donc, avec une très bonne approximation, quand $\left(\frac{x}{X_o}\right)^2 \ll 1$:

$$f_1(x,\Delta,E) = \frac{\exp\left[-\alpha_1 C + \gamma_1\right]}{\Gamma(1+\alpha_1)}\left(\frac{\Delta}{E}\right)^{\alpha_1}\left[\frac{\alpha_1}{\Delta} - \frac{\beta_1}{E}\right]$$

C - RAYONNEMENT PENDANT LA DIFFUSION SUR UN NOYAU.

1) Calcul de Schwinger.

Dans le cas où $\frac{\Delta}{E} \ll 1$ et où $\frac{E}{mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \gg 1$,

Schwinger (3) a calculé la probabilité $F_2(\theta, \Delta)$ que la perte d'énergie par rayonnement sur le noyau diffusant soit inférieure à Δ. Schwinger exprime le résultat de son calcul sous la forme :

$$F_2(\theta, \Delta) = \exp(-\delta_s)$$

avec $$\delta_s = \frac{4\alpha}{\pi}\left\{\left[\log\frac{E}{\Delta} - \frac{13}{12}\right]\log\left(\frac{2E}{mc^2}\sin\frac{\theta}{2}\right) - \frac{1}{2}\right] + \frac{17}{72} + \frac{1}{2}\sin^2\frac{\theta}{2}\, g(\theta)\right\}$$

Si l'on pose $$\alpha_2 = \frac{4\alpha}{\pi}\left[\log\left(\frac{2E}{mc^2}\sin\frac{\theta}{2}\right) - \frac{1}{2}\right]$$

$$\gamma_2 = \frac{4\alpha}{\pi}\left[\frac{13}{12}\left[\left(\log\frac{2E}{mc^2}\sin\frac{\theta}{2}\right) - \frac{1}{2}\right] - \frac{17}{72} - \frac{1}{2}\sin^2\frac{\theta}{2}\, g(\theta)\right]$$

On obtient :

$$F_2(\theta, \Delta) = \exp(\gamma_2)\left(\frac{\Delta}{E}\right)^{\alpha_2}$$

d'où $$\frac{\partial F_2}{\partial \Delta} = f_2(\theta, \Delta) = \exp(\gamma_2)\left(\frac{\Delta}{E}\right)^{\alpha_2}\frac{\alpha_2}{\Delta}$$

L'expression exacte de $g(\theta)$ est :

$$g(\theta) = \frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}\int_{\cos\theta/2}^{1}\left[\frac{\log\frac{1+t}{2}}{1-t} - \frac{\log\frac{1-t}{2}}{1+t}\right]\frac{dt}{\sqrt{t^2 - \cos^2\frac{\theta}{2}}}$$

Nous avons représenté sur la figure (1) le résultat du calcul numérique de $g(\theta)$ effectué, à notre demande, par le Laboratoire de calcul de l'Université de Grenoble.

2) Extension pour le cas où $\frac{\Delta}{E}$ n'est pas très petit devant l'unité.

Friedman (4) a montré que, dans le cas où $\frac{\Delta}{E}$ n'est pas très petit devant l'unité, il faut multiplier la valeur de $f_2(x, \Delta)$ trouvée précédemment, par :

$$\frac{1}{4}\left[1 + \left(\frac{E - \Delta}{E}\right)^2\right]\left[1 + \left(\frac{E}{E - \Delta}\right)^2 \quad \frac{F_e^{\,2}\left[q(E - \Delta)\right]}{F_e^{\,2}\left[q(E)\right]}\right]$$

Dans cette expression $F_e(q)$ est le facteur de forme correspondant à la diffusion d'un électron avec un transfert de quantité de mouvement q. Comme :

$$q(E, \theta) \simeq \frac{2E}{\hbar c} \sin\frac{\theta}{2}$$

$$F_e\left[q(E - \Delta)\right] \simeq F_e\left[\left(1 - \frac{\Delta}{E}\right) q(E)\right] \simeq F_e(q) - q\,\frac{\Delta}{E}\,\frac{dF_e}{dq}$$

Dans le cas où $\left(\frac{\Delta}{E}\right)^2 \ll 1$, le facteur correctif de Friedman s'écrit donc :

$$\frac{1}{4}\left[1 + 1 - \frac{2\Delta}{E}\right]\left[1 + \left(1 + \frac{2\Delta}{E}\right)\left(1 - \frac{2q}{F_e}\,\frac{\Delta}{E}\,\frac{dF_e}{dq}\right)\right] \simeq 1 - \frac{q}{F_e}\,\frac{\Delta}{E}\,\frac{dF_e}{dq}$$

Si l'on pose :

$$\beta_2 = -\frac{4\alpha}{\pi}\left[\frac{q}{F_e}\,\frac{dF_e}{dq}\right]\left[\log\frac{2E}{mc^2}\sin\frac{\theta}{2} - \frac{1}{2}\right]$$

Nous obtenons donc :

$$f_2(\Theta, \Delta) \simeq \exp(\gamma_2)\left(\frac{\Delta}{E}\right)^{\alpha_2}\left[\frac{\alpha_2}{\Delta}+\frac{\beta_2}{E}\right]$$

A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure (2) les valeurs de $\left(\frac{q}{F_e}\quad\frac{dF_e}{dq}\right)$ pour l'oxygene 16.

On voit que pour les grandes valeurs de q, $\left(\frac{-q}{F_e}\quad\frac{dF_e}{dq}\right)$ peut dépasser 10. La correction de Friedman est donc importante dans ce cas.

D - PERTE D'ENERGIE PAR IONISATION.

La distribution des pertes d'énergie par ionisation subies par une particule rapide traversant une cible mince a été étudiée par Williams (5) et Landau (6). Dans la suite nous suivrons les méthodes développées par ce dernier.

Landau montre que la transformée de Laplace $\varphi_3(x,p)$ de la distribution $f_3(x, \Delta)$ est : $\varphi_3(x,p) = \exp\left[-\xi p(1-C-\log p\xi')\right]$ pourvu que l'énergie caractéristique $\xi = 0{,}154 \frac{Z}{A} x$ soit grande par rapport aux énergies atomiques et petite par rapport à l'énergie maximum ε_{max} que la particule peut transférer à un électron atomique. (pour un électron $\varepsilon_{max.} = \frac{E}{2}$)

Landau déduit de ce résultat que l'on peut écrire (après le changement de variable $\xi p = u$) :

$$f_3(x,\Delta) = \frac{1}{2i\pi\xi} \int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{u \log u + \lambda u} du = \frac{1}{\xi}\varphi(\lambda)$$

avec $\lambda = \dfrac{\Delta - \left(\log \dfrac{\xi}{\varepsilon_r} + 1 - C\right)}{\xi}$

La fonction $\varphi(\lambda)$ a un maximum à $\lambda = 0{,}05$ ce qui signifie que l'on a $\lambda \simeq \dfrac{\Delta - \Delta_o}{\xi}$, Δ_o étant la perte d'énergie la plus probable.

Landau donne les valeurs de $\varphi(\lambda)$ calculées numériquement ainsi que les valeurs asymptotiques de $\varphi(\lambda)$ pour les grandes valeurs de λ.

Comme nous allons utiliser dans la suite les mêmes méthodes pour calculer le développement asymptotique de $f_1 * f_2 * f_3(x, \Delta)$ nous ne nous étendrons pas davantage sur le calcul de Landau.

E - CALCUL DE LA DISTRIBUTION D'ENERGIE DES ELECTRONS DIFFUSES.

1) Introduction.

La distribution d'énergie $f(x,\Theta,\Delta,E)$ des électrons diffusés sous un angle Θ s'obtient en faisant la convolution des densités de probabilité étudiées précédemment :

$$f(x,\Theta,\Delta,E)=\int_0^x dt\int_0^\Delta d\varepsilon_1\int_0^{\varepsilon_1} d\varepsilon_2 f_{13}(t,\varepsilon_2,E)\sigma(E-\varepsilon_2,\Theta)f_2(\Theta,\varepsilon_1-\varepsilon_2,E-\varepsilon_2)f_{13}(x-t,\Delta-\varepsilon_1,E'-\varepsilon_1)$$

Dans cette expression :

$\sigma(E,\Theta)$ est la section efficace de diffusion sous l'angle Θ.

$f_{13}(x,\Delta,E)$ est le résultat de la convolution de $f_1(x,\Delta,E)$ avec $f_3(x,\Delta)$.

ε_2 est la perte d'énergie de l'électron avant la diffusion.

$\varepsilon_1-\varepsilon_2$ est la perte d'énergie de l'électron pendant la diffusion par suite du rayonnement.

$E - E'$ est la perte d'énergie de l'électron pendant la diffusion par suite du recul ou de l'excitation du noyau. Cette perte d'énergie est fonction de E et de Θ seulement.

$\Delta - \varepsilon_1$ est la perte d'énergie de l'électron après la diffusion.

Si l'on suppose $\left(\frac{\Delta}{E}\right)^2 \ll 1$ l'expression précédente se simplifie :

$$f(x,\Theta,\Delta,E)\simeq\int_0^x dt\int_0^\Delta d\varepsilon_1\int_0^{\varepsilon_1} d\varepsilon_2 f_{13}(t,\varepsilon_2,E)\left[\sigma(E,\Theta)-\varepsilon_2\frac{d\sigma}{dE}\right]f_2(\Theta,\varepsilon_1-\varepsilon_2,E)f_{13}(x-t,\Delta-\varepsilon_1,E')$$

soit :

$$f(x,\Theta,\Delta,E)=\int_0^x dt\ \ f_{13}(t,\Delta,E)\left[\sigma(E,\Theta)-\Delta\frac{d\sigma}{dE}\right]* \ f_2(\Theta,\Delta,E) * f_{13}(x-t,\Delta,E')$$

Si l'on désigne par $\varphi(x,\Theta,p,E)$ la transformée de

Laplace de $f(x,\Theta,\Delta,E)$, la relation précédente donne :

$$\varphi(x,\Theta,p,E)=\int_0^x dt\left[\sigma(E,\Theta)\varphi_{13}(t,p,E)-\frac{d\sigma}{dE}\mathcal{L}(\Delta f_{13}(t,\Delta,E))\right]\varphi_2(\Theta,p,E)\varphi_{13}(x-t,p,E')$$

cette relation permet, en principe, de calculer $f(x,\Theta,\Delta,E)$. Elle est cependant suffisamment compliquée pour qu'il soit préférable de procéder aux approximations justifiées dès le début du calcul :

a) Nous supposerons que la perte d'énergie $(E - E')$ est petite devant E. En remarquant que $\mathcal{L}\left[\Delta f_{13}(t,\Delta,E)\right] = -\frac{d}{dp}\varphi_{13}$ et en utilisant l'expression complète de $\varphi_{13}(x,p,E)$:

$$\varphi_{13}(x,p,E)=\exp\left[-\frac{x}{X_o}(a_1\log E + a_1 C - c_1 + a_1\log p + \frac{b_1}{Ep})-\xi p(1-C-\log p\mathcal{E}')\right]$$

nous obtenons :

$$\varphi(x,\Theta,p,E)\simeq\varphi_1\varphi_2\varphi_3\left[x\sigma(E,\Theta)+\frac{d\sigma}{dE}\int_0^x\frac{d}{dp}\left[-\frac{a_1 t}{X_o}\log p-\frac{b_1 t}{X_o Ep}-\xi(t)p(1-C-\log p\mathcal{E}')\right]dt\right]$$

soit en remarquant que $\xi(t)$ est proportionnel à t :

$$\varphi(x,\Theta,p,E)=x\sigma(E,\Theta)\varphi_1\varphi_2\varphi_3\left[1+\frac{1}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}\left[\xi(x)(C+\log p\,\mathcal{E}')+\frac{b_1 x}{X_o Ep^2}-\frac{a_1 x}{X_o p}\right]\right]$$

b) Nous utiliserons également le fait que $\left(\frac{\Delta}{E}\right)^2 \ll 1$, ce qui

nous permet d'écrire :

$$\varphi_1(x,p,E) \simeq \frac{\exp(-\alpha_1 C + \gamma_1)}{E^{\alpha_1}} \left[\frac{1}{p^{\alpha_1}} - \frac{\beta_1}{E p^{\alpha_1+1}} \right]$$

$$\varphi_2(\theta,p,E) \simeq \frac{\Gamma(1+\alpha_2)\exp(\gamma_2)}{E^{\alpha_2}} \left[\frac{1}{p^{\alpha_2}} + \frac{\beta_2}{E p^{\alpha_2+1}} \right]$$

$$\text{soit } \varphi_1 \varphi_2 = \frac{\Gamma(1+\alpha)\exp(\gamma)}{E^{\alpha}} \left[\frac{1}{p^{\alpha}} + \frac{\beta'}{E p^{\alpha+1}} \right]$$

avec $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$, $\beta' = \beta_2 - \beta_1$, $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$

et en utilisant le fait que :

$$\exp(-\alpha_1 C)\ \Gamma(1+\alpha_2) \simeq \Gamma(1+\alpha_1)\,\Gamma(1+\alpha_2) \simeq \Gamma(1+\alpha)$$

c) Nous supposerons enfin que l'épaisseur de la cible est petite. Le terme proportionnel à $\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dE}$ est donc un terme correctif assez petit, pour le calcul duquel nous pouvons négliger les termes en $\frac{1}{Ep^2}$ devant les termes en $\frac{1}{p}$. Ceci permet d'écrire :

$$\varphi(x,\theta,p,E) \simeq \frac{x\ \sigma(E,\theta)\Gamma(1+\alpha)\ \exp(\gamma)}{E^{\alpha}} \varphi_3 \left[\frac{1}{p^{\alpha}} + \frac{\beta'}{E p^{\alpha+1}} \right] \left[1 + \frac{1}{2\sigma} \frac{d\sigma}{dE} \left(\xi(C + \log p\,\varepsilon') - \frac{a_1 x}{p X_0} \right) \right]$$

soit en posant $\beta = \beta_2 - \beta_1 - \alpha_1 \frac{E}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}$

$$\varphi(x,\theta,p,E) \simeq \frac{x\ \sigma(E,\theta)\Gamma(1+\alpha)\ \exp(\gamma)}{E^{\alpha}} \varphi_3 \left[\frac{1}{p^{\alpha}} \left(1 + \frac{\xi(C+\log\varepsilon')}{2\sigma} \frac{d\sigma}{dE} \right) + \frac{\beta}{E p^{\alpha+1}} + \frac{\xi \log p}{2\sigma p^{\alpha}} \frac{d\sigma}{dE} \right]$$

Le problème est donc ramené au calcul des transformées inverses

de Laplace de $\frac{1}{p^{\mu}}\varphi_3$, pour $\mu = \alpha$ ou $\mu = 1+\alpha$, et de

$\frac{\log p}{p^{\alpha}}\varphi_3$.

2) Calcul de $\mathcal{L}^{-1}\left[\frac{1}{p^{\mu}}\varphi_3\right] = I(\mu,\xi,\Delta)$

Il s'agit de calculer :

$$I(\mu,\xi,\Delta) = \frac{1}{2i\pi}\int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} \exp\left[p\Delta - \xi p(1 - C - \log p\xi') - \mu\log p\right]dp$$

En posant $\xi p = u$ et $\lambda = \frac{\Delta}{\xi} - (1 - C - \log\frac{\xi'}{\xi})$ nous obtenons :

$$I(\mu,\xi,\Delta) = I(\mu,\xi,\lambda) = \frac{\xi^{\mu-1}}{2i\pi}\int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{\lambda u+(u-\mu)\log u}\,du$$

ce qui résoud le problème. Les valeurs de I qui nous intéressent surtout sont celles pour lesquelles $\frac{\xi}{\Delta} \ll 1$. Pour de telles valeurs, il est possible d'utiliser le développement asymptotique de I pour $\lambda \longrightarrow \infty$, ce qui permet d'éviter des calculs compliqués.

En posant $\lambda = \omega + \log\omega + A$ et $\omega u = t$, nous obtenons :

$$I(\mu,\xi,\lambda) = I(\mu,\xi,\omega) = \frac{(\omega\xi)^{\mu-1}}{2i\pi}\int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{t-\mu\log t + \frac{t}{\omega}(\log t + A)}\,dt$$

A est une constante, pour le moment indéterminée, pour laquelle nous choisirons la valeur $A = C - \frac{3}{2}$ pour simplifier les expressions asymptotiques (voir appendice 2).

$I(\mu,\xi,\omega)$ peut être développée en $\frac{1}{\omega}$:

$$I(\mu,\xi,\omega) = (\omega\xi)^{\mu-1}\left[I_0 + \frac{I_1}{\omega} + \frac{I_2}{2\omega^2} + O\left(\frac{1}{\omega^3}\right)\right]$$

Les valeurs de I_o, I_1 et I_2 sont calculées dans l'appendice 1. Dans l'appendice 2 ces valeurs sont mises sous une forme plus utilisable dans le cas $\alpha^2 \ll 1$.
Dans ce cas, on trouve :

$$I(\alpha,\xi,\omega) = \frac{(\omega\xi)^{\alpha-1}}{\Gamma(1+\alpha)}\left[\alpha + \frac{1-\frac{\alpha}{2}}{\omega} + \frac{0(\alpha^2)}{\omega} + \frac{0(\alpha)}{\omega^2}\right]$$

$$I(\alpha+1,\xi,\omega) = \frac{(\omega\xi)^{\alpha}}{\Gamma(1+\alpha)}\left[1 - \frac{1}{\omega}\left(1+\frac{3}{2}\alpha\right) - \frac{1}{2\omega^2} + \frac{0(\alpha)}{\omega^2} + \frac{0(\alpha^2)}{\omega}\right]$$

3) Calcul de $\mathcal{L}^{-1}\left[\frac{\log p}{p\alpha}\varphi_3\right] = J(\alpha,\xi,\Delta)$

Il s'agit de calculer :

$$J(\alpha,\xi,\Delta) = \frac{1}{2i\pi}\int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} \exp\left[p\Delta - \xi p(1-C-\log p\xi') - \alpha\log p\right]\log p\, dp$$

En posant $\xi p = u$ et $\lambda = \frac{\Delta}{\xi} - (1-C-\log\frac{\xi'}{\xi})$, nous obtenons :

$$J(\alpha,\xi,\Delta) = J(\alpha,\xi,\lambda) = \frac{\xi^{\alpha-1}}{2i\pi}\int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{\lambda u+(u-\alpha)\log u}(\log u - \log\xi)\,du.$$

Le développement asymptotique de J se calcule en posant $\lambda = \omega + \log\omega + A$ et $\omega u = t$:

$$J = -(\omega\xi)^{\alpha-1}\frac{d}{d\alpha}\frac{I(\alpha,\xi,\omega)}{(\omega\xi)^{\alpha-1}} - I(\alpha,\xi,\omega)\log\omega\xi$$

ce qui donne dans le cas $\alpha^2 \ll 1$:

$$J = -\frac{(\omega\xi)^{\alpha-1}}{\Gamma(1+\alpha)}\left[1+\alpha C + \frac{C-1/2}{\omega} + \frac{0(\alpha)}{\omega} + 0(\alpha^2)\right] - I\log\omega\xi = k(\alpha,\xi,\omega) - I\log\omega\xi$$

4) Expression asymptotique de $f(x,\theta,\Delta,E)$

Nous ne donnerons que l'expression asymptotique de $f(x,\theta,\Delta,E)$ car elle est la seule utile dans la pratique. En utilisant les notations des paragraphes précédents,

$f(x,\theta,\Delta,E)$ s'écrit :

$$f(x,\theta,\Delta,E) = \exp(\gamma)\times\sigma\frac{\Gamma(1+\alpha)}{E^{\alpha}}\left[\left(1+\frac{\xi}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}\left(C+\log\frac{\xi'}{\xi}-\log\omega\right)\right)I(\alpha,\xi,\omega)+\frac{\beta}{E}I(\alpha+1,\xi,\omega)+\frac{\xi}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}k(\alpha,\xi,\omega)\right]$$

rappelons que ω est défini par l'égalité :

$$\omega+\log\omega+C-3/2=\frac{\Delta}{\xi}-\left(1-C-\log\frac{\xi'}{\xi}\right)$$

Dans le cas $\alpha=0$, Landau a montré que l'expression $\xi\left(1-C-\log\frac{\xi'}{\xi}\right)$ est très peu différente de la perte d'énergie la plus probable Δ_o. On peut montrer que ce résultat reste valable tant que $\alpha^2 \ll 1$. (Voir par exemple O. Blunck et K. Westphal (7)). Nous avons donc :

$$\omega+\log\omega+C-3/2 \simeq \frac{\Delta-\Delta_o}{\xi} \quad \text{(Voir Fig. 5)}$$

et

$$\xi\left[\left(C+\log\frac{\xi'}{\xi}\right)-\log\omega\right]\simeq\left[\Delta_o+\xi(\log\omega-1)\right]\simeq-\Delta_o$$

ce qui permet d'écrire :

$$f(x,\theta,\Delta,E)\simeq\exp(\gamma)\times\sigma(E,\theta)\frac{(\omega\xi)^{\alpha-1}}{E^{\alpha}}\left[\left(1-\frac{E}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}\frac{\Delta_o}{E}\right)\left(\alpha+\frac{1-\alpha/2}{\omega}\right)+\frac{\beta_o\xi}{E}-\frac{E}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}(1+\alpha C)\frac{\xi}{E}\right]$$

expression valable, rappelons le, si, simultanément :

$$\left(\frac{\Delta}{E}\right)^2 \ll 1 \qquad \left(\frac{\xi}{\Delta - \Delta_o}\right)^2 \ll 1 \qquad \text{et} \quad \alpha^2 \ll 1$$

pour faciliter l'interprétation physique, rappelons que :

1) α est de l'ordre de 6×10^{-2}

2) γ est peu différent de α

3) β peut être dix fois plus grand que α, pour les valeurs de q correspondant à une variation rapide du facteur de forme.

4) $\frac{1}{2} \frac{E}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE} = -1 + \frac{q}{Fe} \frac{dFe}{dq}$ peut dépasser 10

5) $\Delta_o \simeq 2x$ est de l'ordre du MeV

6) $\xi = 0{,}154 \frac{Z}{A} x$ est environ vingt fois plus petit que Δ_o.

7) $\omega\xi$ est assez peu différent de $\Delta - \Delta_o$.

8) pour $\Delta - \Delta_o = 3$ MeV (par exemple), ω est de l'ordre de 100.

En utilisant ces ordres de grandeur , nous voyons que :

1) le premier terme de la parenthèse est généralement le terme prépondérant.

2) le second terme ne devient important que si le facteur de forme varie rapidement au voisinage de la valeur q considérée, et si, de plus, ω est grand.

3) le troisième terme est négligeable.

Remarque

La signification physique du terme principal est la suivante :

1) le terme $\frac{\alpha}{(\omega\xi)^{1-\alpha}}$ provient du rayonnement de freinage et

de la correction de Schwinger.

2) le terme $\frac{1-\alpha/2}{\omega(\omega\xi)^{1-\alpha}}$ provient des pertes d'énergie par collision.

3) le facteur $\left(1-\frac{E}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}\frac{\Delta_o}{E}\right)$ provient du fait qu'il faut considérer, non pas l'énergie des électrons incidents, mais la valeur la plus probable de l'énergie des électrons au milieu de la cible.

5) Expression asymptotique de $F(x,\Theta,\Delta,E)$

Nous ne calculerons $F(x,\Theta,\Delta,E)=\int_o^{\Delta} f(x,\Theta,\xi,E)d\xi$ que dans le cas où $\left(\frac{\Delta}{E}\right)\ll 1$. Ceci permet de négliger dans $\varphi(x,\Theta,p,E)$ le terme $\frac{\beta}{Ep^{1+\alpha}}$

le problème est donc ramené au calcul de la transformée inverse de Laplace de :

$$\bar{\varphi}(x,\Theta,p,E)=\frac{1}{p}\varphi(x,\Theta,p,E)=\exp(\gamma)\times\sigma\frac{\Gamma(1+\alpha)\varphi_3}{E^{\alpha}\,p^{1+\alpha}}\left[1+\frac{\xi}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}(C+\log p\xi')\right]$$

nous avons donc :

$$F(x,\Theta,\Delta,E)=\exp(\gamma)\times\sigma\frac{\Gamma(1+\alpha)}{E^{\alpha}}\left[\left[1+\frac{\xi}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}(C+\log\xi')\right]I(\alpha+1,\xi,\Delta)+\frac{\xi}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}J(\alpha+1,\xi,\Delta)\right]$$

Le calcul de $I(\alpha+1,\xi,\Delta)$ a déjà été fait. Le calcul de $J(\alpha+1,\xi,\Delta)$ se fait en utilisant les mêmes changements de variable:

$$J(\alpha+1,\xi,\omega)=-(\omega\xi)^{\alpha}\frac{d}{d\alpha}\left[\frac{I(\alpha+1,\xi,\omega)}{(\omega\xi)^{\alpha}}\right]-I(\alpha+1,\xi,\omega)\log\omega\xi$$

Comme :

$$\frac{d}{d\alpha}\left[\frac{I(\alpha+1,\xi,\omega)}{(\omega\xi)^{\alpha}}\right] \simeq \frac{d}{d\alpha}\left[\frac{1}{\Gamma(1+\alpha)}\left(1-\frac{1}{\omega}\left(1+\frac{3}{2}\alpha\right)\right)\right] \simeq \frac{1}{\Gamma(1+\alpha)}\left[C-\frac{C+3/2}{\omega}\right]$$

nous obtenons, dans le cas où $\alpha^2 \ll 1$:

$$J(\alpha+1,\xi,\omega) \simeq -\frac{(\omega\xi)^{\alpha}}{\Gamma(1+\alpha)}\left[C-\frac{C+3/2}{\omega}\right] - I(\alpha+1,\xi,\omega)\log\omega\xi$$

soit :

$$F(x,\theta,\omega,E) \simeq \exp(\gamma)\times\sigma(E,\theta)\,\frac{(\omega\xi)^{\alpha}}{E^{\alpha}}\left[\left(1-\frac{\Delta_o}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}\right)\left(1-\frac{1+\frac{3}{2}\alpha}{\omega}\right)-\frac{C\xi}{2\sigma}\frac{d\sigma}{dE}\right]$$

En utilisant les ordres de grandeur donnés au paragraphe précédent, nous voyons que le second terme de la parenthèse est négligeable.

Notons également que, dans le cas où $\left(\frac{\Delta}{E}\right) \ll 1$:

$$\frac{f(x,\theta,\Delta,E)}{F(x,\theta,\Delta,E)} \simeq \frac{1}{\omega\xi}\,\frac{\alpha+\frac{1-\alpha/2}{\omega}}{1-\frac{1+3\alpha/2}{\omega}}$$

Ceci est un résultat très pratique car il permet de normaliser la queue du pic en utilisant l'aire du pic, arrêtée à une certaine valeur de $(\Delta-\Delta_o)$.

Remarque :

On peut montrer que :

$$\frac{\partial F}{\partial \Delta} \simeq \frac{1}{\xi}\left(1-\frac{1}{\omega}\right)\frac{\partial F}{\partial \omega} = f$$

Ce qui est une bonne vérification de la cohérence de nos calculs.

F - COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR L'OXYGENE.

Nous avons comparé nos calculs aux résultats expérimentaux obtenus sur l'oxygène. Pour cela nous avons utilisé nos mesures de distribution d'énergie des électrons diffusés élastiquement sur l'O^{16}, pour une énergie incidente voisine de 150 MeV et pour deux angles de diffusion 60^{o} et 90^{o}. L'avantage de l'O^{16} par rapport à la plupart des autres noyaux est que le premier niveau excité est très loin (6 MeV) du niveau fondamental.

Pour éviter la nécessité de convolutions supplémentaires, nous avons utilisé un faisceau incident très bien défini en énergie ($\frac{\Delta E}{E} \simeq 0,1$ %) et de petite dimension dans le sens vertical (environ 2 mm). Nous avons également utilisé pour le spectromètre des fentes d'analyse correspondant à une résolution de l'ordre de 0,2 %.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs numériques des principales grandeurs intervenant dans les calculs. Notons que les valeurs de x et $\frac{x}{X_0}$, déduites de l'épaisseur de la cible d'eau et de son inclinaison par rapport au faisceau, ont été légèrement augmentées pour tenir compte des contributions de la fenêtre de sortie du porte cible et de la fenêtre d'entrée du spectromètre.

Les figures (3) et (4) donnent les résultats expérimentaux et les résultats de nos calculs. Si l'on remarque que l'incertitude sur l'aire des pics est voisine de 10 %, nous voyons que la normalisation de la queue des pics par rapport à l'aire des pics est assez satisfaisante. Il est probable que les différences de forme observées près du pic disparaitraient en grande partie si l'on pouvait tenir compte des caractéristiques du faisceau incident et du spectromètre dont les contributions bien qu'assez petites, ne sont pas complêtement négligeables.

θ	60^o	90^o
(MeV)	150	150
(g/cm^2)	0,4	0,48
$/X_o$	0,01	0,012
Δ_o(MeV)	0,600	0,720
(MeV)	0,030	0,036
$(Fermi)^{-1}$	0,75	1,08
$\left(\frac{q}{Fe}\ \frac{dFe}{dq}\right)$	1	4
$\frac{\Delta o}{\sigma}\ \frac{d\sigma}{dE}$	$- 0,8 \times 10^{-2}$	$- 2,4 \times 10^{-2}$
α_1	$1,37\times 10^{-2}$	$1,65\times 10^{-2}$
α_2	$4,8 \times 10^{-2}$	$5,15\times 10^{-2}$
$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$	$\simeq 6,2 \times 10^{-2}$	$\simeq 6,8 \times 10^{-2}$
β_1	$1,37\times 10^{-2}$	$1,65\times 10^{-2}$
β_2	$4,85\times 10^{-2}$	$20,5 \times 10^{-2}$
β	$\simeq 6,2 \times 10^{-2}$	$\simeq 27,1 \times 10^{-2}$
γ_1	$0,87\times 10^{-2}$	$1,05\times 10^{-2}$
γ_2	$4,8 \times 10^{-2}$	$5,1 \times 10^{-2}$
$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$	$\simeq 5,7 \times 10^{-2}$	$\simeq 6,1 \times 10^{-2}$
$\frac{\beta\xi}{E}$	$0,6 \times 10^{-5}$	$4,5 \times 10^{-5}$
(x,θ,Δ,E) roportionnel à :	$\frac{(\omega\xi)^{0,062}}{\omega\xi}\left[6,2 + \frac{96,9}{\omega} + 1,24\times 10^{-3}\omega\right]\times 10^{-2}$	$\frac{(\omega\xi)^{0,068}}{\omega\xi}\left[6,8 + \frac{96,6}{\omega} + 6,5\times 10^{-3}\omega\right]\times 10^{-2}$
(x,θ,Δ,E) roportionnel à :	$(\omega\ \xi)^{0,062}\left[1 - \frac{1,093}{\omega}\right]$	$(\omega\ \xi)^{0,068}\left[1 - \frac{1',102}{\omega}\right]$

G - RESUME DES NOTATIONS PRINCIPALES.

a) Notations générales.

E énergie initiale des électrons, en MeV

Δ perte d'énergie d'un électron, en MeV

Δ_o perte d'énergie la plus probable en traversant la cible, en MeV.

ξ énergie caractéristique (définie par Landau), en MeV.

x épaisseur de la cible, en g/cm^2

X_o longueur de radiation de la cible, en g/cm^2

θ angle de diffusion des électrons.

$f(x, \Delta)d\Delta$ est la probabilité de perdre une énergie comprise entre Δ et $\Delta + d\Delta$ en traversant une cible d'épaisseur x.

$f_i(x,\Delta)d\Delta$ est la probabilité partielle de perte d'énergie correspondant à un des trois processus envisagés:

$i = 1$ correspond au rayonnement de freinage

$i = 2$ correspond au rayonnement pendant la diffusion (Schwinger)

$i = 3$ correspond à l'ionisation des atomes

$F_i(x,\Delta) = \int_o^{\Delta} f_i(x,\xi)d\xi$ est la probabilité que la perte d'énergie soit inférieure à Δ.

$\varphi_i(x,p) = \mathcal{L}\left[f_i(x,\Delta)\right] = \int_o^{+\infty} e^{-p\Delta} f_i(x,\Delta)d\Delta$ est la transformée de Laplace de $f_i(x,\Delta)$.

$\Phi(x,p) = \mathcal{L}\left[F(x,\Delta)\right]$ est la transformée de Laplace de $F(x,\Delta)$.

$\sigma(E,\theta)$ est la section efficace de diffusion sous un angle θ d'un électron d'énergie E.

Fe(q) est le facteur de forme correspondant à la diffusion considérée.

q est le transfert de quantité de mouvement : $q \simeq \frac{2E}{\hbar c} \sin\theta/2$

b) Notations concernant le rayonnement de freinage.

$$\alpha_1 = a_1 \frac{x}{X_o} \qquad a_1 \simeq 1,37$$

$$\beta_1 = b_1 \frac{x}{X_o} \qquad b_1 \simeq a_1$$

$$\gamma_1 = c_1 \frac{x}{X_o} \qquad c_1 \simeq a_1 - 0,5$$

c) Notations concernant la correction de Schwinger.

$$\alpha_2 = \frac{4\alpha}{\pi}\left[\log\left(\frac{2E}{m c^2}\sin\frac{\theta}{2}\right) - \frac{1}{2}\right] \quad \text{avec } \alpha = \frac{1}{137}$$

$$\beta_2 = \frac{4\alpha}{\pi}\left[\frac{q}{F_e}\frac{dFe}{dq}\right]\left[\log\left(\frac{2E}{mc^2}\sin\frac{\theta}{2}\right) - \frac{1}{2}\right]$$

$$\gamma_2 = \frac{4\alpha}{\pi}\left[\frac{13}{12}\left[\left(\log\frac{2E}{mc^2}\sin\frac{\theta}{2} - \frac{1}{2}\right] - \frac{17}{72} - \frac{1}{2}\sin^2\frac{\theta}{2}\, g(\theta)\right]\right.$$

d) Notations concernant la théorie de Landau.

$$\xi = 0,154 \frac{Z}{A} \times$$

$$\Delta_o \simeq \xi\left[\log\frac{\xi}{\varepsilon'} + 1 - C\right] \simeq 2 \times$$

e) Notations concernant le calcul de $f(x, \Theta, \Delta, E)$.

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$$

$$\beta = \beta_2 - \beta_1 - \frac{\alpha_1 E}{2\sigma} \frac{d\sigma}{dE}$$

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$$

ω est défini par $\omega + \log\omega + C - \frac{3}{2} = \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}$

(Voir Fig. 5).

Appendice 1.

Calcul de I_o, I_1 et I_2

Les quantités I_o, I_1 et I_2 sont définies par l'égalité :

$$I(\mu,\xi,\omega) = \frac{(\omega\xi)^{\mu-1}}{2i\pi}\int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{t-\mu\log t}\left[1+\frac{t}{\omega}(\log t+A)+\frac{t^2}{2\omega^2}(\log t+A)^2+\ldots\right]dt$$

$$= (\omega\xi)^{\mu-1}\left[I_o+\frac{I_1}{\omega}+\frac{I_2}{2\omega^2}+\ldots\right]$$

1) Calcul de I_o

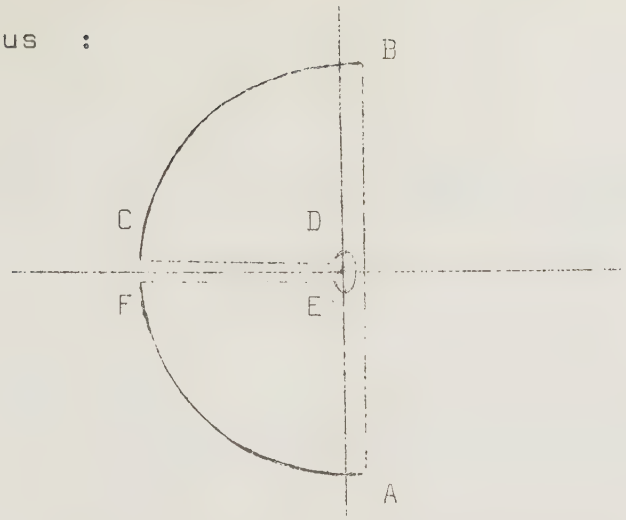
$$I_o = \frac{1}{2i\pi}\int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{t-\mu\log t}\,dt = \frac{1}{\Gamma(\mu)}$$

2) Calcul de I_1

$$I_1 = \frac{1}{2i\pi}\int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{t-(\mu-1)\log t}(\log t+A)dt$$

Pour faire ce calcul il est utile de compléter le parcours d'intégration par le trajet indiqué sur la figure

ci-dessous :



Comme le parcours indiqué ne contient pas de pôles, l'intégrale sur celui-ci est nulle. Comme, d'une part, l'intégrale sur le petit cercle tend vers zéro quand $t \longrightarrow 0$ pourvu que $\mu < 2$, et que d'autre part les intégrales sur les arcs BC et FA tendent vers zéro quand $R \longrightarrow \infty$, quel que soit μ, nous obtenons :

$$I_1 = \frac{1}{2\,i\,\pi}\int_{\overrightarrow{DC}} - \frac{1}{2\,i\pi}\int_{\overrightarrow{EF}}$$

En utilisant pour t la détermination $t = v\,e^{i\theta}$ soit $\begin{cases} t = v e^{i\pi} \text{ sur } \overrightarrow{DC} \\ t = v e^{-i\pi} \text{ sur } \overrightarrow{EF} \end{cases}$

$$\frac{1}{2\,i\,\pi}\int_{\overrightarrow{DC}} = -\frac{1}{2\,i\,\pi}\int_{o}^{+\infty} e^{-v-(\mu-1)(\log v + i\pi)}\,(\log v + A + i\,\pi)\,dv$$

$$-\frac{1}{2\,i\,\pi}\int_{\overrightarrow{EF}} = \frac{1}{2\,i\,\pi}\int_{o}^{+\infty} e^{-v-(\mu-1)(\log v - i\pi)}\,(\log v + A - i\pi)\,dv.$$

Donc :

$$I_1 = \frac{1}{2i\pi}\int_0^{+\infty} e^{-v-(\mu-1)\log v} dv \left[(\log v + A)(e^{i\pi(\mu-1)} - e^{-i\pi(\mu-1)}) - i\pi(e^{i\pi(\mu-1)} + e^{-i\pi(\mu-1)})\right]$$

$$= \frac{1}{\pi}\int_0^{+\infty} e^{-v-(\mu-1)\log v} dv \left[(\log v + A)\sin\pi(\mu-1) - \pi\cos\pi(\mu-1)\right]$$

$$= \frac{1}{\pi}\int_0^{+\infty} e^{-v-(\mu-1)\log v} dv \left[\pi\cos\pi\mu - \sin\pi\mu(\log v + A).\right]$$

Soit, en utilisant les résultats de l'appendice 3 :

$$\boxed{I_1 = \cos\pi\mu\,\Gamma(2-\mu) - \frac{\sin\pi\mu}{\pi}\left[A\,\Gamma(2-\mu) + \Gamma'(2-\mu)\right]}$$

3) Calcul de I_2

$$I_2 = \frac{1}{2i\pi}\int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{t-(\mu-2)\log t}\left[(\log t)^2 + 2A\log t + A^2\right] dt$$

Pour faire ce calcul, on opère comme pour I_1, ce qui donne :

$$I_2 = \frac{1}{2i\pi}\int_{\overrightarrow{DC}} - \frac{1}{2i\pi}\int_{\overrightarrow{EF}}$$

comme :

$$\frac{1}{2i\pi}\int_{DC} = -\frac{1}{2i\pi}\int_0^{+\infty} e^{-v-(\mu-2)(\log v+i\pi)} \left[(\log v + i\pi)^2 + 2A(\log v + i\pi) + A^2\right] dv$$

$$= -\frac{1}{2i\pi}\int_0^{+\infty} e^{-v-(\mu-2)(\log v + i\pi)} \left[(\log v)^2 + 2A\log v + A^2 - \pi^2 + 2i\pi(\log v + A)\right] dv$$

et :

$$\frac{1}{2i\pi}\int_{EF} = \frac{1}{2i\pi}\int_0^{+\infty} e^{-v-(\mu-2)(\log v + i\pi)} \left[(\log v - i\pi)^2 + 2A(\log v - i\pi) + A^2\right] dv$$

$$= \frac{1}{2i\pi}\int_0^{+\infty} e^{-v-(\mu-2)(\log v - i\pi)} \left[(\log v)^2 + 2A\log v + A^2 - \pi^2 - 2i\pi(\log v + A)\right] dv$$

nous obtenons :

$$I_2 = \frac{\sin\pi(\mu-2)}{\pi}\int_0^{+\infty} e^{-v-(\mu-2)\log v} \left[(\log v)^2 + 2A\log v + A^2 - \pi^2\right] dv$$

$$- 2\cos\pi(\mu-2)\int_0^{+\infty} e^{-v-(\mu-2)\log v} (\log v + A)\, dv.$$

soit, en utilisant les résultats de l'appendice 3 :

$$I_2 = \frac{\sin\pi\mu}{\pi}\left[\Gamma''(3-\mu) + 2A\Gamma'(3-\mu) + (A^2-\pi^2)\Gamma(3-\mu)\right] - 2\cos\pi\mu\left[\Gamma'(3-\mu) + A\Gamma(3-\mu)\right]$$

Appendice 2.

Développement de $I(\mu, \xi, \omega)$ dans le cas $\alpha^2 \ll 1$.

1) Calcul pour $\mu = \alpha$

$$I(\alpha,\xi,\omega) \simeq (\omega\xi)^{\alpha-1}\left\{ \frac{1}{\Gamma(\alpha)} + \frac{1}{\omega}\left[\cos\pi\alpha\,\Gamma(2-\alpha) - \frac{\sin\pi\alpha}{\pi}\left(A\,\Gamma(2-\alpha)+\Gamma'(2-\alpha)\right)\right]\right.$$
$$\left. - \frac{1}{\omega^2}\left[\cos\pi\alpha\left(\Gamma'(3-\alpha)+A\Gamma(3-\alpha)\right) - \frac{\sin\pi\alpha}{2\pi}\left(\Gamma''(3-\alpha)+2A\Gamma'(3-\alpha)+(A^2-\pi^2)\Gamma(3-\alpha)\right)\right]\right\}$$

si l'on choisit pour A la valeur :

$$\boxed{A = -\frac{\Gamma'(3)}{\Gamma(3)} = -\left(\frac{3}{2} - C\right)}$$

on obtient :

$$I(\alpha,\xi,\omega) = (\omega\xi)^{\alpha-1}\left[\frac{\alpha}{\Gamma(1+\alpha)} + \frac{1}{\omega}\left[1-(1-C)\alpha-\alpha(A+1-C)+O(\alpha^2)\right] + \frac{O(\alpha)}{\omega^2}\right]$$

comme $A = C - \frac{3}{2}$

$$I(\alpha,\xi,\omega) = (\omega\xi)^{\alpha-1}\left[\frac{\alpha}{\Gamma(1+\alpha)} + \frac{1}{\omega}\left[(1-\alpha\left(\frac{1}{2}-C\right)\right] + \frac{O(\alpha^2)}{\omega} + \frac{O(\alpha)}{\omega^2}\right]$$

comme $1 + \alpha C = \dfrac{1}{\Gamma(1+\alpha)} + O(\alpha^2)$

$$I(\alpha,\xi,\omega) = \frac{(\omega\xi)^{\alpha-1}}{\Gamma(1+\alpha)}\left[\alpha + \frac{1-\frac{\alpha}{2}}{\omega} + \frac{O(\alpha^2)}{\omega} + \frac{O(\alpha)}{\omega^2}\right]$$

2) Calcul pour $\mu = 1+\alpha$

$$I(1+\alpha,\xi,\omega) \simeq (\omega\xi)^{\alpha}\left[\frac{1}{\Gamma(1+\alpha)} - \frac{1}{\omega}\left[\cos\pi\alpha\,\Gamma(1-\alpha) - \frac{\sin\pi\alpha}{\pi}\left(A\Gamma(1-\alpha)+\Gamma'(1-\alpha)\right)\right]\right.$$

$$\left. + \frac{1}{\omega^2}\left[\cos\pi\alpha\left[\Gamma'(2-\alpha)+A\Gamma(2-\alpha)\right] - \frac{\sin\pi\alpha}{2\pi}\left[\Gamma''(2-\alpha)+A\Gamma'(2-\alpha)+(A^2-\pi^2)\Gamma(2-\alpha)\right]\right]\right]$$

Donc :

$$I(1+\alpha,\xi,\omega) = (\omega\xi)^{\alpha}\left[\frac{1}{\Gamma(1+\alpha)} - \frac{1}{\omega}\left[1+\alpha C-\alpha(A-C)+O(\alpha^2)\right] + \frac{1-C+A+O(\alpha)}{\omega^2}\right]$$

comme $A = C - \frac{3}{2}$, $2C-A = C + \frac{3}{2}$ et $1-C+A = -\frac{1}{2}$

$$I(\alpha+1),\xi,\omega) = \frac{(\omega\xi)^{\alpha}}{\Gamma(1+\alpha)}\left[1 - \frac{1}{\omega}\left(1+\frac{3}{2}\alpha\right) - \frac{1}{2\omega^2} + O\left(\frac{\alpha}{\omega^2}\right) + O\left(\frac{\alpha^2}{\omega}\right)\right]$$

Appendice 3.

Rappel de quelques formules de la fonction gamma.

1) De la relation

$$\Gamma(\beta) = \int_0^{+\infty} e^{-t+(\beta-1)\log t}\, dt$$

on déduit :

$$\int_0^{+\infty} e^{-t-\mu \log t}\, dt = \Gamma(1-\mu)$$

$$\int_0^{+\infty} e^{-t+(1-\mu)\log t}\, dt = \Gamma(2-\mu)$$

$$\int_0^{+\infty} e^{-t+(2-\mu)\log t}\, dt = \Gamma(3-\mu)$$

de même :

$$\int_0^{+\infty} e^{-t+(1-\mu)\log t} \log t\, dt = \Gamma'(2-\mu)$$

$$\int_0^{+\infty} e^{-t+(2-\mu)\log t} \log t \, dt = \Gamma'(3-\mu)$$

$$\int_0^{+\infty} e^{-t+(2-\mu)\log t} (\log t)^2 dt = \Gamma''(3-\mu)$$

2) De la relation

$$\log \Gamma(1+z) = -Cz + \frac{S_2}{2} z^2 \qquad \text{avec } 0 < z < 1$$

on déduit :

$$\frac{\Gamma'(1+z)}{\Gamma(1+z)} = -C + S_2 z + \ldots \quad \text{soit } \Gamma'(1) = -C$$

$$\frac{\Gamma'(2+z)}{\Gamma(2+z)} = \frac{d}{dz}\left[\log(1+z)\Gamma(1+z)\right] = \frac{1}{1+z} + \frac{\Gamma'(1+z)}{\Gamma(1+z)} = 1-z-C+S_2 z+\ldots$$

$$\text{soit } \Gamma'(2) = 1 - C$$

$$\frac{\Gamma'(3+z)}{\Gamma(3+z)} = \frac{d}{dz}\left[\log(2+z)(1+z)\Gamma(1+z)\right] = \frac{1}{2+z} + \frac{1}{1+z} - C + S_2 z + \ldots$$

$$\text{soit } \frac{\Gamma'(3)}{\Gamma(3)} = \frac{3}{2} - C$$

Références.

1) Bruno Rossi : High-Energy Particles, Prentice-Hall Inc. (1956).

2) J.C. Butcher et H. Messel : Nuclear Physics, 20,p. 17, (1960)

3) Julian Schwinger :Phys. Rev. 76, 818, (1949).

4) J.I. Friedman : Phys. Rev. 116, 1259, (1959).

5) E.J. Williams : Proc. Roy. Soc., London, 125, 420, (1929).

6) L. Landau : J. Phys. U.S.S.R., 8, 201, (1944).

7) O. Blunck et K. Westphal : Zeitschrift für Physik, 130, 641, (1951).

FIGURES.

Fig. 1 Valeur de la fonction $g(\theta)$

Fig. 2 Valeur de $\frac{q}{F}\frac{dF}{dq}$ pour $l'O^{16}$

Fig. 3 Pic élastique de $l'O^{16}$ pour E = 150 MeV et $\theta = 60^{o}$

Fig. 4 Pic élastique de $l'O^{16}$ pour E = 150 MeV et $\theta = 90^{o}$

Fig. 5 Valeur de $\frac{\omega\xi}{\Delta-\Delta_o}$ en fonction de $\frac{\Delta-\Delta_o}{\xi}$

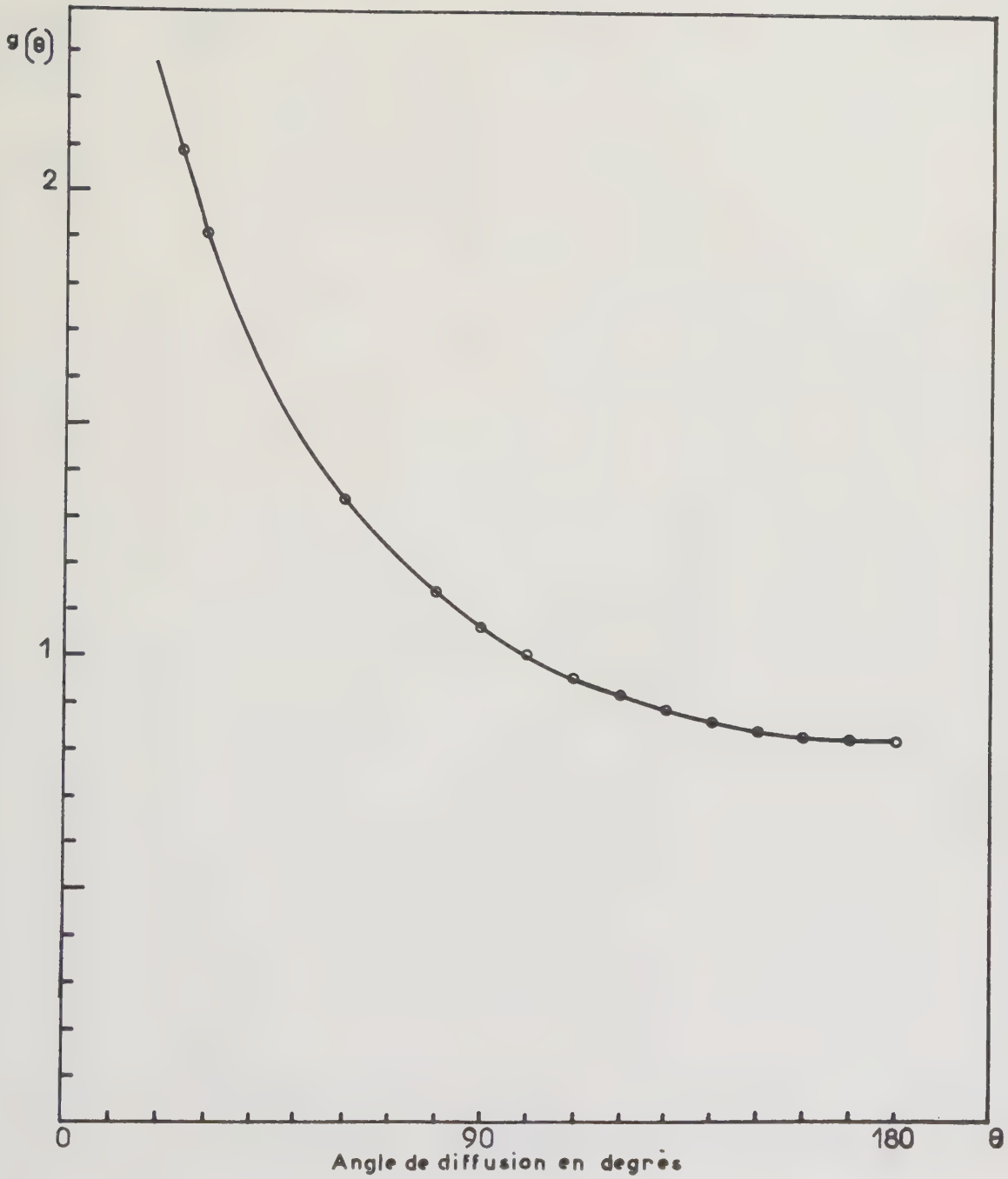


Figure 1

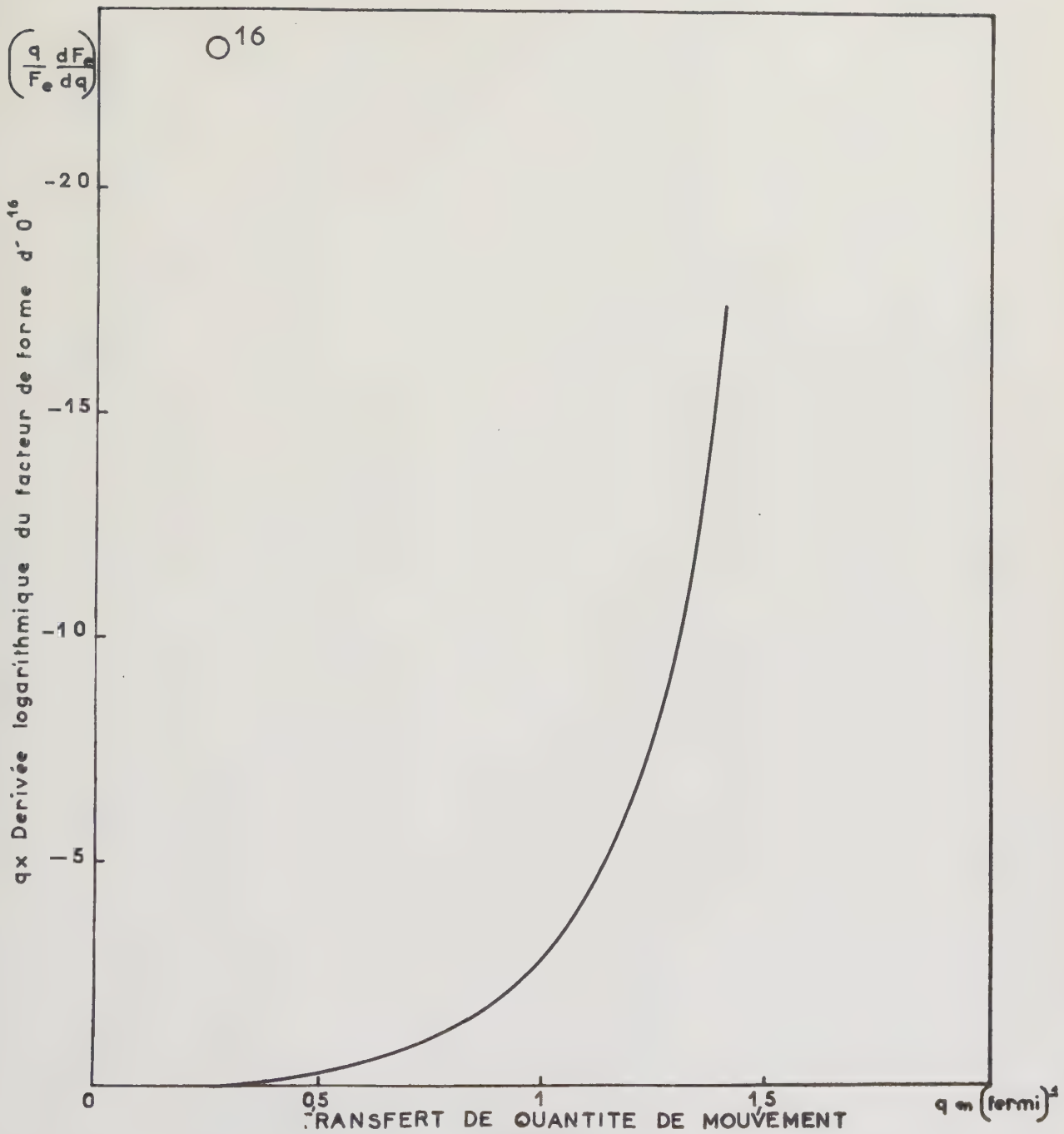

$\left(\frac{q}{F_e}\frac{dF_e}{dq}\right)$
O^{16}
-20
-15
-10
-5
qx Dérivée logarithmique du facteur de forme d' O^{16}
0
0,5
1
1,5
q en $(fermi)^{-1}$
TRANSFERT DE QUANTITE DE MOUVEMENT

FIGURE 2

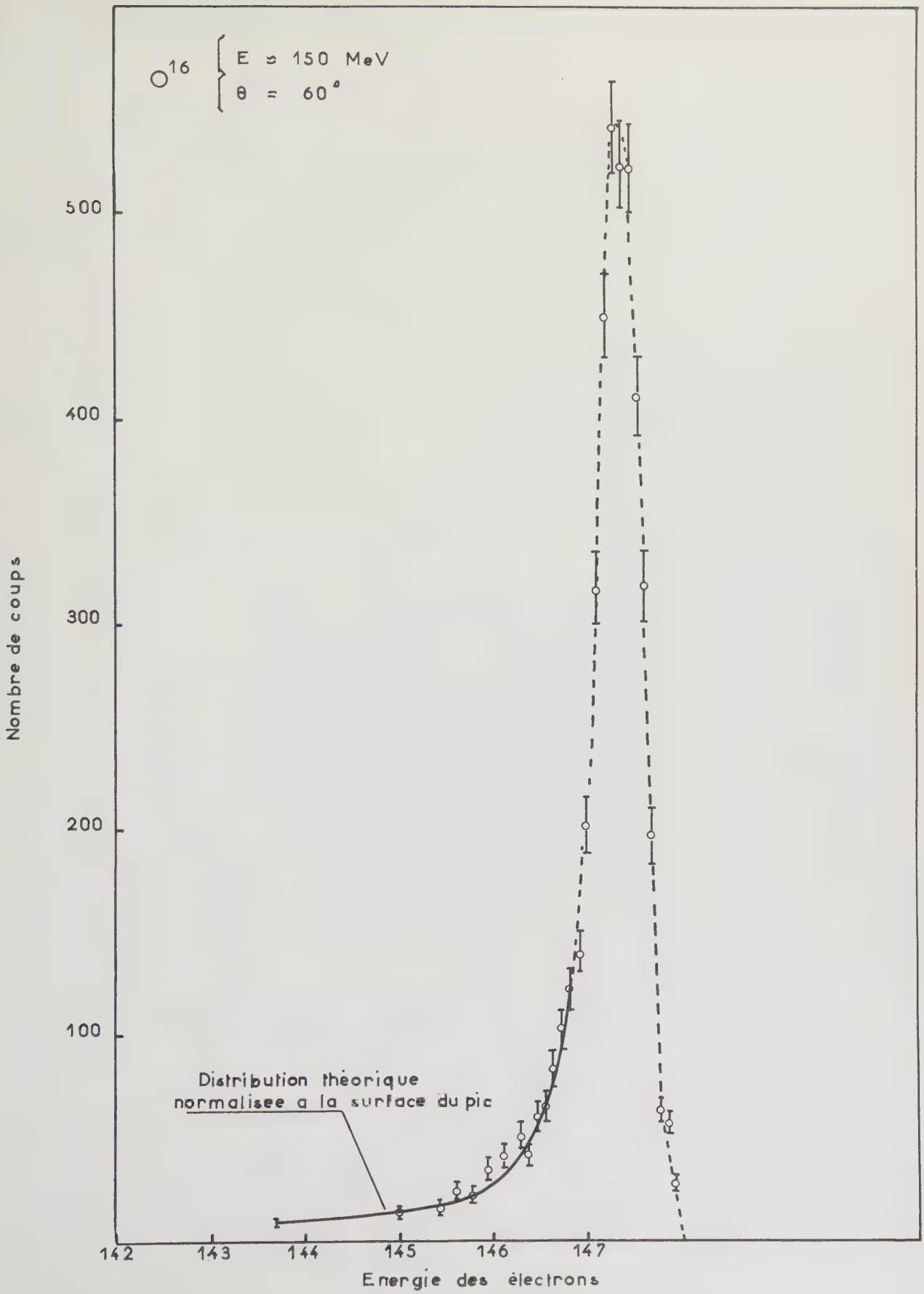

O^{16}
E ≃ 150 MeV
θ = 60°
500
400
300
200
100
Nombre de coups
Distribution théorique
normalisée à la surface du pic
142
143
144
145
146
147
Energie des électrons

Fig. 3

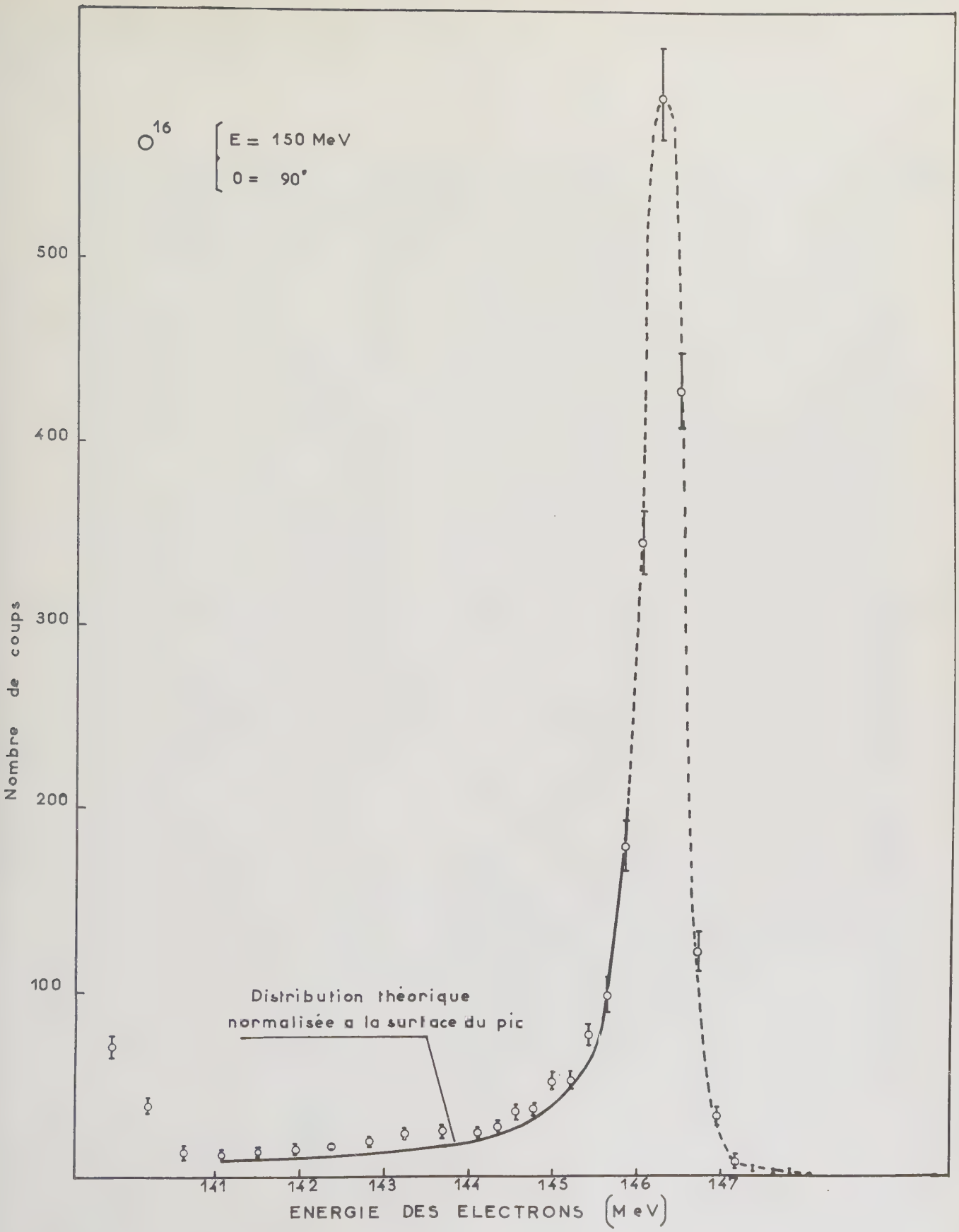

O^{16}
E = 150 MeV
0 = 90°
500
400
300
200
100
Nombre de coups
Distribution théorique
normalisée a la surface du pic
141
142
143
144
145
146
147
ENERGIE DES ELECTRONS (MeV)

Fig 4

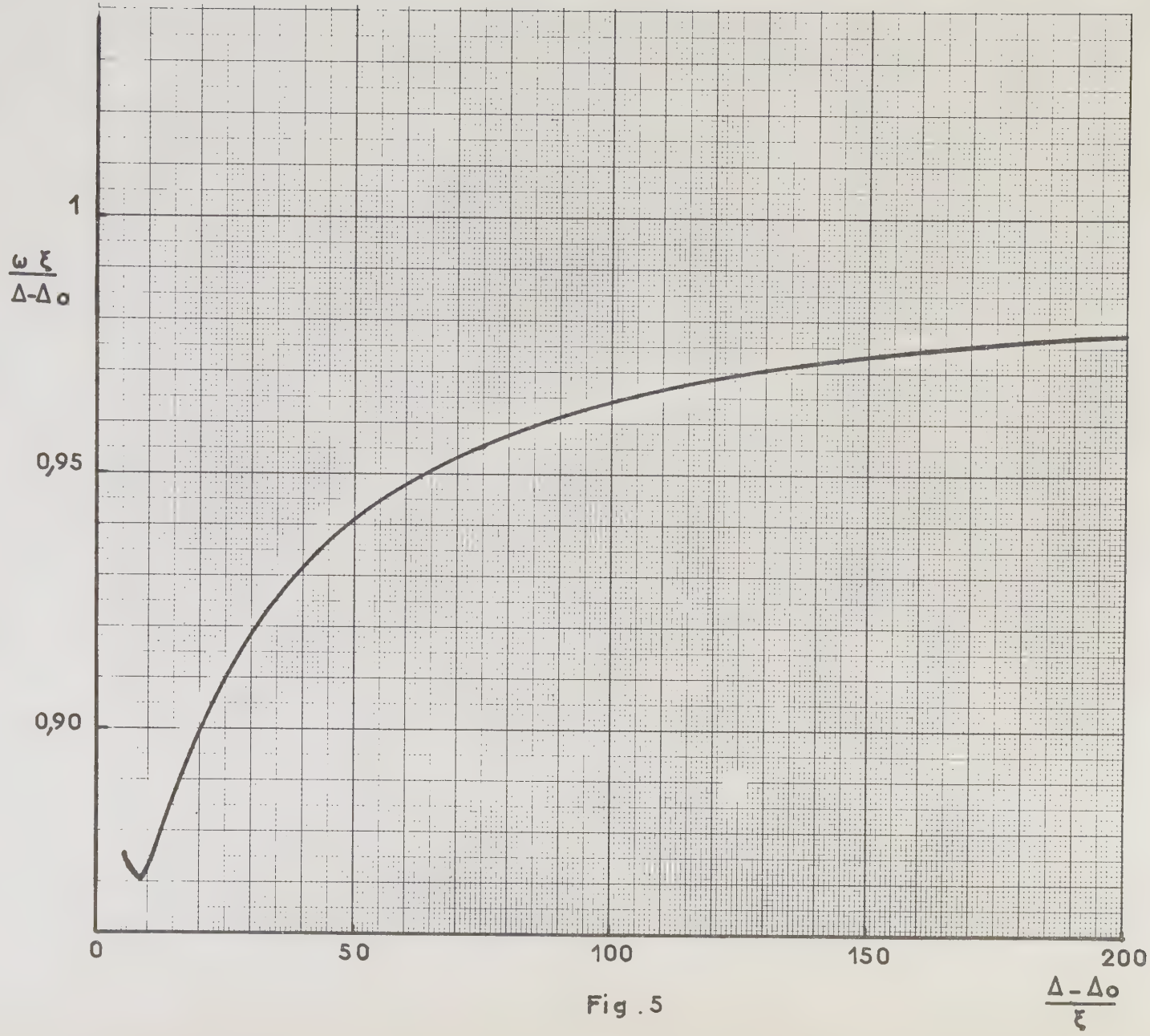

1
0,95
0,90
$\frac{\omega \xi}{\Delta - \Delta_0}$
0
50
100
150
200
$\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}$

Fig . 5

CHAPITRE III

ETUDE DE $l'O^{18}$

I - COMPARAISON DES DISTRIBUTIONS DE CHARGE DE $l'O^{16}$ ET DE $l'O^{18}$

A - GENERALITES.

Nous avons comparé les facteurs de forme de $l'O^{16}$ et de $l'O^{18}$, pour différentes valeurs du transfert de la quantité de mouvement, en mesurant le rapport des sections efficaces de diffusion élastique sur ces deux noyaux, pour une énergie des électrons incidents voisine de 150 MeV et les angles de diffusion $\theta = 60^{\circ}$, 90°, 100° et 110°. Comme la section efficace de diffusion d'un électron est proportionnelle au carré du facteur de forme, nos mesures nous donnent directement le rapport des carrés des facteurs de forme de $l'O^{16}$ et de $l'O^{18}$, après, bien entendu, quelques petites corrections que nous expliciterons plus loin.

Les deux sections efficaces étant presque égales, leur comparaison a nécessité une méthode de mesure précise et peu sensible aux instabilités. Notons d'abord que beaucoup d'incertitudes sont éliminées par une mesure simultanée sur les deux noyaux. En mesurant un rapport de taux de comptage, nous éliminons en effet les erreurs que peut apporter la non reproductibilité de l'équipement. En particulier;

1) Les erreurs dans la mesure de l'énergie et de l'intensité du faisceau.

2) Les imprécisions dans l'angle de diffusion ainsi que dans le centrage et l'inclinaison de la cible.

3) Les variations de l'efficacité du compteur Cerenkov.

Si, de plus, nous utilisons des cibles de même épaisseur et si nous limitons les mesures à une même valeur de $\Delta - \Delta_o$, nous éliminons aussi la plupart des incertitudes dans les corrections radiatives.

Les principales sources d'erreur qui demeurent, après le choix d'une telle méthode, sont les instabilités pendant la durée d'une mesure. Parmi celles-ci, la plus importante est la fluctuation d'énergie du faisceau incident : une dérive de 0,1 o/o de l'énergie du faisceau incident peut en effet modifier de 10 à 20 o/o la largeur, et donc la surface, d'un pic de diffusion mesuré point par point avec une fente d'analyse étroite. Pour éviter ce risque d'erreur, nous avons utilisé une fente d'analyse large pouvant entourer l'ensemble d'un pic. Dans ces conditions, une variation de 0,1 o/o de l'énergie du faisceau ne modifie plus le taux de comptage que de 1,5 o/o environ.

Remarquons que cette méthode ne peut être utiliséeque si la contribution de la diffusion inélastique peut être séparée de la diffusion élastique. Cette condition est bien réalisée ici, car pour l'O^{18} la contribution du premier niveau excité peut être rendue négligeable par suite de la différence d'énergie de 2 MeV et de la petite taille du pic inélastique par rapport au pic élastique, tandis que pour l'O^{16} l'énergie du premier niveau excité est supérieure à 6 MeV.

B - DESCRIPTION DES CIBLES.

Nous avons utilisé des cibles d'eau, normale ou enrichie en O^{18} (95 o/o d'O^{18} - 0,6 o/o d'O^{17} et moins de 0,1 o/o de deuterium) fournie par l'Institut Weizmann (1). Les deux feuilles

d'aluminium écroui de 50 microns d'épaisseur qui constituent les parois des cibles sont fixées avec de l'araldite sur un cadre de 2 mm d'épaisseur et dont les dimensions sont 40 mm horizontalement et 20 mm verticalement.

Le remplissage des cibles se fait à l'aide d'une seringue, par un trou taraudé, de 1 mm de diamètre, percé dans la paroi latérale du cadre et ensuite bouché par un joint de caoutchouc pressé par une petite vis. Les cibles réalisées de cette façon se sont révélées parfaitement étanches même après avoir séjourné 24 heures dans le vide.

Si l'on remplit complètement les cibles et si l'on utilise de l'eau bouillie, la pression dans le récipient est uniquement la pression de vapeur saturante de l'eau à la température de la cible, soit environ 1 cm de mercure. Quand nous plaçons les cibles dans le vide, les parois ne se gonflent donc que très légèrement. Ce gonflement s'accentue un peu après plusieurs nuits d'expériences avec un faisceau de 2 ou 3 centièmes de µA. Cela est dû au dégagement des gaz occlus et aussi à la décomposition de l'eau par le faisceau. Quand ce gonflement devient trop important, il suffit de changer le récipient.

L'épaisseur au centre des cibles est d'environ 3 mm. Par suite de la forme rectangulaire des cibles, la courbure est très petite dans le sens horizontal, mais un peu plus grande dans le sens vertical. Pour éviter des erreurs de plusieurs pourcent, il

faut donc régler et vérifier avec soin le centrage du faisceau et utiliser un faisceau de petite dimension verticale. En opérant avec soin, nous avons constaté, en utilisant notre échelle rapide et des fentes larges entourant le pic élastique de l'oxygène , que le taux de comptage restait constant à 1 o/o près pendant plusieurs heures. Les précautions prises pour bien centrer le faisceau semblent donc suffisantes.

Nous avons déterminé le rapport des épaisseurs des cibles d'O^{16} et d'O^{18} en utilisant la présence d'une proportion connue d'hydrogène dans l'eau des cibles. Pour cela, il suffit de comparer la taille des pics élastiques d'hydrogène donnés par les deux cibles. La queue du pic d'oxygène donne, sous le pic d'hydrogène, un bruit de fond qui représente,suivant les cas, 15 à 30 o/o du taux de comptage. La soustraction de ce bruit de fond est heureusement facilitée par la petite taille des ondulations des spectres inélastiques d'O^{16} et d'O^{18} pour les transferts de quantité de mouvement considérés. Nous avons donc simplement mesuré ce bruit de fond à une énergie juste supérieure à celle du pic d'hydrogène.

Signalons pour terminer que le bruit de fond provenant des parois d'aluminium des cibles est faible et, de plus, facile à soustraire.

C - DESCRIPTION D'UNE MESURE ET TRAITEMENT DES RESULTATS BRUTS.

Chaque mesure est faite en deux temps :

1) Détermination des valeurs du courant d'excitation du spectromètre [illegible] fournissant les pics des cibles

Pour simplifier le traitement des résultats, nous essayons d'adopter pour chaque pic une valeur du courant d'excitation qui

corresponde à une même valeur de $\frac{\Delta - \Delta_o}{E}$. La valeur adoptée est $\frac{\Delta - \Delta_o}{E}$ - 0,85 o/o soit $\Delta - \Delta_o$ - 1,3 MeV.

De plus, puisque les deux cibles ont sensiblement la même épaisseur, nous utilisons la même valeur de courant d'excitation pour les deux pics d'hydrogène et décalons les valeurs utilisées pour les deux pics d'oxygène de la différence des pertes d'énergie par recul sur l'O^{16} et l'O^{18}. En adoptant cette façon de relier les choix des valeurs utilisées pour les quatre pics, nous améliorons considérablement la précision de la mesure de $\frac{\sigma(O^{18})}{\sigma(O^{16})}$, par suite de la compensation des erreurs possibles sur $\frac{\sigma(O^{18})}{\sigma\ (H)}$ et $\frac{\sigma(O^{16})}{\sigma\ (H)}$.

En pratique, il suffit de déterminer expérimentalement la position du pic d'O^{16} et d'un des pics d'hydrogène. Par acquit de conscience, nous vérifions cependant chaque fois que la position du pic d'O^{18} et de l'autre pic d'hydrogène sont voisines de celles que nous prévoyions.

2) Mesures proprement dites.

Pour chaque cible, le résultat se présente comme le rapport des taux de comptage sous les pics d'oxygène et d'hydrogène après soustraction des bruits de fond indiqués à la fin du paragraphe B. Ces deux rapports doivent subir une correction de l'ordre

de 1 o/o pour tenir compte de la différence entre les corrections d'angle solide fini pour le pic d'oxygène et le pic d'hydrogène (2)

Si nous désignons par R_{16} et R_{18} les valeurs de ces rapports après cette correction, nous avons, en tenant compte des proportions d'O^{16}, d'O^{18} et d'hydrogène dans les deux cibles :

$$R_{16} = \frac{\sigma(O_{16})}{2\sigma(H)}$$

$$R_{18} = \frac{0,95\sigma(O_{18}) + 0,05\sigma(O_{16})}{2\,\sigma(H)}$$

ce qui permet de calculer $\frac{\sigma(O_{16})}{\sigma(H)}$, $\frac{\sigma(O_{18})}{\sigma(H)}$ et $\frac{\sigma(O_{18})}{\sigma(O_{16})}$.

D - CALCUL DES FACTEURS DE FORME.

Les sections efficaces différentielles $\sigma(H)$, $\sigma(O_{16})$ et $\sigma(O_{18})$ sont fonctions de l'énergie E du faisceau incident et de l'angle de diffusion θ:

$$\sigma(H) = \left(\frac{e^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2\theta/2}{\sin^4\theta/2} \frac{F_H^{\,2}(q_1^{\,2})}{1+\frac{E}{M_1C^2}(1-\cos\theta)} \left[1 + \left(\frac{\hbar\, q_1}{2M_1C}\right)^2 \left(2(1+k)^2 tg^2\frac{\theta}{2} + k^2\right)\right]$$

$$\sigma(O_{16}) = \left(\frac{8e^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2\theta/2}{\sin^4\theta/2} \frac{F_{16}^{\,2}(q_{16})}{1+\frac{E}{M_{16}C^2}(1-\cos\theta)}$$

$$\sigma(O_{18}) = \left(\frac{8e^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2\theta/2}{\sin^4\theta/2} \frac{F_{18}^{\,2}(q_{18})}{1+\frac{E}{M_{18}C^2}(1-\cos\theta)}$$

Dans ces expressions, q_1, q_{16} et q_{18} sont les transferts de quantité de mouvement donnés par la formule générale :

$$q_\alpha = \frac{2E \sin \theta/2}{\hbar c \left[1 + \frac{E}{M_\alpha c^2}(1-\cos\theta)\right]}$$

et F_H, F_{16} et F_{18} sont les facteurs de forme correspondants. Dans toutes les formules précédentes, E est non pas l'énergie du faisceau incident, mais l'énergie la plus probable des électrons au milieu de la cible. Par exemple, E peut être calculée comme étant l'énergie du maximum du pic d'O^{16} augmentée de la perte d'énergie par recul sur l'O^{16} et de la moitié de la perte d'énergie la plus probable subie par les électrons en traversant la cible.

La connaissance de $\frac{\sigma(O_{16})}{\sigma(H)}$ et $\frac{\sigma(O_{18})}{\sigma(H)}$ permet de calculer les valeurs de $F_{16}(q_{16})$ et $F_{18}(q_{18})$ à partir de celles de $F_H(q_1)$. Habituellement le calcul de σ (H) fait intervenir deux facteurs de forme notés F_1 et F_2. Pour les valeurs de q^2 et les angles considérés ici, le terme en F_1 est prépondérant et de plus F_2 est peu différent de F_1. Nous avons donc pris simplement :

$F_1 = F_2 = F_H = \frac{1}{(1 + 0{,}05336\ q^2)^2}$ ce qui correspond à :

$\overline{\langle r^2 \rangle}^{1/2} = 0{,}8$ fm.

Les formules précédentes donnent également :

$$\left[\frac{F_{18}(q_{18})}{F_{16}(q_{16})}\right]^2 = \frac{1 + \frac{E}{M_{18}c^2}(1 - \cos\theta)}{1 + \frac{E}{M_{16}c^2}(1 - \cos\theta)} \left(\frac{\sigma(O_{18})}{\sigma(O_{16})}\right)$$

Si nous posons : $q_{16} = q$

$$\text{et } \Delta q = q_{18} - q_{16} \simeq \frac{E \sin \theta/2}{\hbar c} \left[\frac{1}{M_{16}c^2} - \frac{1}{M_{18}c^2} \right] (1 - \cos\theta)$$

Nous avons :

$$\left[\frac{F_{18}(q_{18})}{F_{16}(q_{16})} \right]^2 \simeq \left(1 + \frac{2\Delta q}{F_{16}} \frac{d F_{16}}{d q} \right) \left(\frac{F_{18}(q)}{F_{16}(q)} \right)^2$$

soit :

$$\boxed{\left[\frac{F_{18}(q)}{F_{16}(q)} \right]^2 = (1 + \delta_{\text{cinématique}}) \frac{\sigma(O_{18})}{\sigma(O_{16})}}$$

$$\text{avec } \delta_{\text{cinématique}} \simeq - \left[\frac{E}{M_{16}c^2} - \frac{E}{M_{18}c^2} \right] \left(1 - \cos\theta \right) \left(1 + \frac{q}{F_{16}} \frac{d F_{16}}{d q} \right)$$

Pour E = 150 MeV et $\theta = 90^\circ$, par exemple :

$\delta_{\text{cinématique}} \simeq 0{,}5$ o/o

Il s'agit donc d'une correction assez petite.

E - RESULTATS EXPERIMENTAUX.

1) Au cours d'une expérience préliminaire, nous avons vérifié avec une bonne précision que la variation de la section efficace sur l'hydrogène était bien représentée par les formules données au paragraphe précédent pour les angles de diffusion compris

entre 60^{o} et 120^{o} et pour une énergie voisine de 150 MeV. Le Tableau I résume le résultat de ces mesures qui ont été faites avec une cible de polyéthylène de 1 mm d'épaisseur, en utilisant la méthode des fentes larges et l'échelle rapide décrite dans la première partie. Les incertitudes indiquées dans les colonnes 2 et 3 sont les incertitudes statistiques, tandis que les incertitudes indiquées dans la colonne 4 tiennent compte des autres sources d'erreurs, en particulier la soustraction du bruit de fond du carbone sous les pics d'hydrogène et le choix du courant d'excitation utilisé pour chaque mesure.

TABLEAU I

gle de ffusion θ	Nombre de coups avant les corrections électromagnétiques (en unités arbitraires).	Nombre de coups après les corrections électromagnétiques.	Valeurs expérimentales de $\frac{\sigma(\theta)}{\sigma(120^{o})}$	Valeur calculée $\frac{\sigma(\theta)}{\sigma(120^{o})}$ obtenue à partir de la formule de Rosenbluth avec : $\langle r^2 \rangle = 0,64$ (Fermi)^2
60^{o}	775 ± 20	$951,2 \pm 38$	$23,1 \pm 0,9$	21,8
80^{o}	$198,1 \pm 5$	$246,5 \pm 10$	$6 \pm 0,24$	6,02
100^{o}	$71,17 \pm 1,8$	$89,9 \pm 3,6$	$2,19 \pm 0,09$	2,21
120^{o}	$32,13 \pm 0,8$	$41,1 \pm 1,7$	$1 \pm 0,04$	1

2) Nous avons ensuite procédé aux mesures sur l'O^{16} et l'O^{18}.

Le Tableau II donne les résultats expérimentaux bruts avec leurs incertitudes qui tiennent compte principalement de la précision statistique des mesures et des erreurs possibles sur le choix des valeurs du courant d'excitation du spectromètre adoptées pour chaque pic. Les incertitudes sur $\frac{\sigma(O_{18})}{\sigma(O_{16})}$ sont plus petites que celles que l'on obtiendrait en combinant les incertitudes sur $\frac{\sigma(O_{18})}{\sigma(H)}$ et $\frac{\sigma(O_{16})}{\sigma(H)}$, grâce à la corrélation du choix des courants d'excitation (voir le paragraphe C 1).

Le Tableau III donne les valeurs de F_{16}, F_{18} et $\frac{F_{18}}{F_{16}}$ que l'on peut déduire des résultats bruts. Dans la troisième colonne de ce tableau, nous donnons à titre de comparaison les valeurs du facteur de forme de l'O^{16} que l'on peut calculer à partir du modèle des couches en utilisant la valeur du paramètre de dimension "a_{cm}" déterminée par Ehrenberg (4). Ce facteur de forme est l'expression suivante, qui tient compte de l'extension finie des protons et des corrections de recul calculées par Tassie (5) :

$$F(q) = \left[1 - \frac{\alpha}{2(2+3\alpha)} q^2 a_{cm}^2\right] \exp\left[-\frac{q^2 a^2_{charge}}{4}\right]$$

avec $a^2_{charge} = (1 - \frac{1}{A}) a^2_{cm} + \frac{2}{3} \langle \overline{r^2} \rangle_{proton}$ et $\alpha = \frac{Z-2}{3}$

Pour $a_{cm} = 1{,}76$ fm et pour l'O^{16} ($Z = 8$), on obtient :

$$F = (1 - 0{,}387\, q^2) \exp\left[-0{,}833\, q^2\right]$$

θ	E (en MeV)	q_{16} en(Fermi)$^{-1}$	q_{16}^2 en(Fermi)$^{-2}$	$\frac{\sigma(O_{16})}{\sigma(H)}$	$\frac{\sigma(O_{18})}{\sigma(H)}$	$\frac{\sigma(O_{18})}{\sigma(O_{16})}$
60°	148,75	0,758	0,573	$16,44 \pm 0,65$	$15,50 \pm 0,60$	$0,945 \pm 0,056$
90°	149,5	1,08	1,163	$3,36 \pm 0,2$ $3,14 \pm 0,2$ $3,06 \pm 0,2$ $\Big\rangle 3,18 \pm 0,12$	$2,78 \pm 0,18$ $2,86 \pm 0,18$ $2,70 \pm 0,18$ $\Big\rangle 2,78 \pm 0,10$	$0,875 \pm 0,054$
100°	148,85	1,165	1,356	$1,82 \pm 0,12$ $1,68 \pm 0,11$ $1,60 \pm 0,10$ $\Big\rangle 1,70 \pm 0,06$	$1,36 \pm 0,08$ $1,32 \pm 0,08$ $1,20 \pm 0,07$ $\Big\rangle 1,29 \pm 0,05$	$0,76 \pm 0,050$
110°	146,7	1,23	1,507	$0,81 \pm 0,06$ $0,90 \pm 0,06$ $\Big\rangle 0,855 \pm 0,04$	$0,58 \pm 0,045$ $0,665 \pm 0,055$ $\Big\rangle 0,62 \pm 0,035$	$0,725 \pm 0,050$

TABLEAU II

q	$F_{16}(q)$	$(1 - 0,387q^2)e^{-0,833q^2}$	$F_{18}(q)$	$\frac{F_{18}}{F_{16}}$
0,758	0,473 ± 0,025	0,483	0,459 ± 0,025	0,970 ± 0,04
1,08	0,206 ± 0,010	0,208	0,193 ± 0,010	0,935 ± 0,04
1,165	0,153 ± 0,007	0,153	0,134 ± 0,007	0,875 ± 0,035
1,23	0,113 ± 0,006	0,119	0,0966 ± 0,006	0,855 ± 0,035

TABLEAU III

3) Les deux résultats principaux que l'on peut déduire de nos mesures sont :

a) Les valeurs du facteur de forme de l'O^{16} que nous avons déterminées sont très voisines de celles que l'on déduit du facteur de forme déterminé par Ehrenberg. (Voir Figure 1). Ce résultat est intéressant, car notre méthode de mesure, qui est basée sur la normalisation de la section efficace de l'O^{16} par celle de l'hydrogène, est assez différente de la méthode adoptée par Ehrenberg qui consiste à mesurer la variation de la section efficace de l'O^{16} en fonction de l'angle de diffusion .

b) Les facteurs de forme de l'O^{16} et de l'O^{18} sont différents.

Cette différence peut s'interpréter de plusieurs façons. Ainsi : nous pouvons supposer que le noyau d'O^{18} a une distribution de charge analogue à celle de l'O^{16} mais caractérisée par un paramètre de dimension un peu plus grand; nous pouvons également supposer que le coeur de 8 protons et de 8 neutrons de l'O^{18} est déformé par la présence de deux neutrons périphériques ou que la différence observée provient de la combinaison des deux effets précédents.

Dans la première hypothèse, nous poserons $a_{cm}(O^{18}) = (1 + \varepsilon)a_{cm}(O^{16})$

La figure (2) représente la variation du rapport $\frac{F_{18}}{F_{16}}$ en fonction de q^2 pour différentes valeurs de ε. La valeur de ε qui donne le meilleur accord avec nos mesures est

$$\varepsilon = (2,5 \pm 0,6) \times 10^{-2}$$

Dans la seconde hypothèse, nous supposerons que la distribution de charge $\rho_{18}(r)$ de $l'O^{18}$ s'exprime en fonction de la distribution de charge $\rho(r)$ de $l'O^{16}$ par la relation :

$$\rho_{18}(r) = \lambda \rho\left[r - \eta r \; P_2(\cos\gamma)\right]$$

η étant le paramètre caractérisant la déformation de $l'O^{18}$, γ l'angle polaire avec l'axe de référence choisi, $P_2(\cos\gamma)$ le polynôme de Legendre d'ordre 2 et λ un coefficient de normalisation tel que :

$$\int \rho_{18}(r) d^3r = 1$$

Le développement de $\rho_{18}(r)$ suivant les polynômes de Legendre d'ordre croissant est :

$$\rho_{18}(r) = \lambda \rho_o(r) + \lambda \rho_2(r) P_2(\cos\gamma) + \ldots\ldots$$

avec :

$$\rho_o(r) = \rho(r) + \frac{\eta^2 r^2}{10} \frac{d^2\rho}{dr^2} - \frac{\eta^3 r^3}{105} \frac{d^3\rho}{dr^3} + \ldots\ldots$$

$$\rho_2(r) = -\eta r \frac{d\rho}{dr} + \frac{\eta^2 r^2}{7} \frac{d^2\rho}{dr^2} - \frac{\eta^3 r^3}{14} \frac{d^3\rho}{dr^3} + \ldots\ldots$$

De ces expressions, on peut déduire le coefficient de normalisation λ, le facteur de forme de diffusion élastique et le moment quadrupolaire intrinsèque Q_o, par les formules :

$$\frac{1}{\lambda} = 4\pi \int_o^{+\infty} r^2 \rho_o(r) dr$$

$$F_{18}(q) = \frac{4\pi}{q}\int_0^{+\infty} \lambda\, \rho_o(r) r \sin qr\, dr$$

$$Q_o = Z\sqrt{\frac{16\pi}{5}}\int r^2\, Y_{20}\, \rho_{\underline{18}}(r) d^3r = \frac{8\pi\lambda Z}{5}\int_0^{+\infty} r^4 \rho_2(r) dr$$

Dans l'expression donnant F_{18} seul $\rho_o(r)$ intervient, car le spin de l'O^{18} est zéro.

Par intégration par parties, nous obtenons :

$$\frac{1}{\lambda} = 4\pi\left(1 + \frac{6}{5}\eta^2\right)\int_0^{+\infty} r^2 \rho(r) dr$$

$$Q_o = 2\lambda\eta Z \left(1 + \frac{6\eta}{7} + 3\eta^2\right) \overline{<r^2>}$$

Si nous utilisons l'expression de $\rho(r)$ donnée par le modèle des couches :

$$\rho(r) = \rho(0)\left[1 + \frac{2r^2}{a^2} e^{-\frac{r^2}{a^2}}\right]$$

Nous obtenons :

$$F_{18}(q) = \frac{4\pi\lambda}{q}\rho(0)\int_0^{+\infty} r\left[\left(1 + \frac{2r^2}{a^2}\right) + \frac{2\eta^2 r^2}{10a^2}\left(1 - \frac{8r^2}{a^2} + \frac{4r^4}{a^4}\right)\right] e^{-\frac{r^2}{a^2}} \sin qr\, dr$$

soit, après un calcul faisant intervenir les fonctions de Hermite (6):

$$F_{18}(q) = \frac{e^{-\frac{a^2q^2}{4}}}{1+1{,}2\,\eta^2}\left[1 - \frac{a^2q^2}{8} + \eta^2\left(1{,}2 - \frac{6{,}6a^2q^2}{8} + \frac{17a^4q^4}{160} - \frac{a^6q^6}{320}\right)\right]$$

Pour $q = 0$, on a bien $F_{18} = 1$, ce qui prouve que notre normalisation est bonne.

Pour tenir compte de l'extension finie des protons et des corrections de recul calculées par Tassie, nous remplacerons comme dans le cas sphérique :

$$\exp\left[-\frac{a^2q^2}{4}\right] \quad \text{par} \quad \exp\left[-\frac{q^2}{4}\left[\left(1-\frac{1}{A}\right)a^2+\frac{2}{3}\overline{\langle r^2\rangle}_{\text{proton}}\right]\right]$$

La figure (3) représente, pour différentes valeurs de η la variation en fonction de q^2 du rapport :

$$\frac{F_{18}}{F_{16}} = \frac{1-\frac{a^2q^2}{8}+\eta^2\left[1{,}2-\frac{6{,}6a^2q^2}{8}+\frac{17a^4q^4}{160}-\frac{a^6q^6}{320}\right]}{(1+1{,}2\eta^2)\left(1-\frac{a^2q^2}{8}\right)} \exp\left[\left(\frac{1}{16}-\frac{1}{18}\right)\frac{a^2q^2}{4}\right]$$

avec a = 1,76 fm

La valeur de η qui donne le meilleur accord avec nos mesures est :

$$\boxed{\eta = 0{,}20 \pm 0{,}05}$$

d'où

$$\boxed{Q_o = \frac{2\eta Z\left(1+\frac{6\eta}{7}+3\eta^2\right)}{1+1{,}2\eta^2} \quad \overline{\langle r^2\rangle} = (0{,}28 \pm 0{,}07) \times 10^{-24}\ \text{cm}^2}$$

en prenant pour valeur du rayon carré moyen de $l'O^{16}$:

$$\overline{\langle r^2\rangle} = 7{,}32 \times 10^{-26}\ \text{cm}^2$$

<u>Dans la troisième hypothèse,</u> nos mesures ne permettent pas de déterminer la part qui est due à un accroissement du paramètre de dimension a_{cm} et celle qui est due à la déformation du noyau. Pour s'en convaincre, il suffit de se reporter à la figure (4) sur laquelle nous avons représenté le rapport des facteurs de forme

obtenus :

1) Dans la première hypothèse, pour $\varepsilon = 2,5 \times 10^{-2}$, soit :

$$F = (1 - 0,407\, q^2)e^{-0,875q^2} = 1 - 1,28q^2 + 0,739q^4 - 0,267q^6 + 0,070q^8 - 0,014q^{10} + \ldots.$$

2) Dans la deuxième hypothèse, pour $\eta = 0,20$, soit :

$$F = (1 - 0,467q^2 + 0,039q^4 - 0,0035q^6)e^{-0,838q^2} = 1 - 1,305q^2 + 0,781q^4 - 0,298q^6 + 0,083q^8 - 0,018q^{10} + \ldots..$$

Jusqu'à $q^2 = 1,5$, la différence entre les deux facteurs de forme est inférieure à 2 o/o. Au delà de $q^2 = 1,5$, la différence devient plus grande. Malheureusement l'approximation de Born commence à n'être plus valable, de sorte qu'il s'agit d'une comparaison platonique.

Remarquons que les deux facteurs de forme considérés correspondent à des valeurs de $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ qui diffèrent de 1 o/o environ. Ceci signifie que, si l'on ne fait pas d'hypothèse préalable sur la forme de la distribution de charge, la détermination de $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ à 1 o/o près nécessite une série de mesures précises à 1 o/o dans le domaine des valeurs de q^2 pour lesquelles l'approximation de Born est valable. De telles mesures auraient à notre avis un grand intérêt, car elles donneraient un résultat indépendant de tout modèle.

Remarque - Le facteur de forme correspondant à une distribution de charge uniforme de rayon R, est égal à $\frac{3j_1(qr)}{qR}$. Une telle expression représente très mal les résultats expérimentaux, quelle que

soit la valeur choisie pour R.

Par contre, une expression de la forme $\frac{3j_1(qR)}{qR} \exp(-\frac{q^2g^2}{2})$ qui est le facteur de forme correspondant à la distribution de charge "g U" introduite par Helm (7), représente parfaitement nos résultats expérimentaux, si l'on choisit convenablement les valeurs des paramètres R et g. Ainsi, pour l'O^{18}, les valeurs numériques de :

$$\frac{3\, j_1(2,8q)}{2,8\,q} \exp(-0,5q^2) = 1 - 1,285q^2 + 0,737q^4 - 0,216q^6 + 0,0655\, q^8 + \ldots$$

soit, pour $q^2 \leqslant 2$, très peu différentes de celles que l'on obtient en prenant la distribution de charge déformée considérée précédemment, avec $\eta = 0,20$.

Ceci signifie, selon toute vraisemblance que, si l'on désire obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux, les facteurs de forme inélastiques calculés en supposant une distribution de charge uniforme doivent également être multipliés par $\exp(-\frac{q^2g^2}{2})$ avec $g \simeq 1$.

II - ETUDE DE LA DIFFUSION INELASTIQUE SUR L'O^{18}

A - GENERALITES.

La figure (5) résume ce que l'on sait sur les niveaux excités de l'O^{18}. Les énergies indiquées sont celles qui ont déterminées récemment Hinds et Middleton (8) et qui sont d'ailleurs peu différentes de celles que donnent plusieurs autres auteurs. Les valeurs des spins sont le fruit de nombreuses mesures concomitantes, dont on trouvera un excellent résumé dans un article récent de Litherland (9).

L'exploration rapide de la section efficace jusqu'à 20 MeV en dessous du pic élastique (voir figure (6)) montre une structure assez complexe, mais avec deux pics principaux dont les maximums sont à 2 MeV et 5,5 MeV du pic élastique. Sur la figure (7) qui représente les résultats d'une mesure plus fine dans la région de ces deux pics, on distingue également un autre pic plus petit qui correspond à l'excitation d'un ou plusieurs niveaux entre 4,5 et 5 MeV. Les 3 niveaux dont les énergies d'excitation sont comprises entre 3,5 et 4 MeV sont, par contre, excités environ 10 fois moins que le premier niveau de l'O^{18}.

Par suite de la difficulté que présenterait l'interprétation des mesures sur les pics situés entre 4,5 et 5,5 MeV, nous n'avons pas jugé utile de faire des mesures plus approfondies sur ceux-ci et nous avons concentré nos efforts sur l'autre pic qui correspond à l'excitation du premier niveau de l'O^{18}, à lui seul, et dont le caractère quadrupolaire est de plus bien établi, puisqu'il s'agit d'une transition $0^+ \longrightarrow 2^+$.

B - DESCRIPTION D'UNE MESURE ET TRAITEMENT DES RESULTATS BRUTS.

Le but de nos mesures est de déterminer, pour différentes valeurs du transfert de quantité de mouvement, les valeurs du facteur de forme inélastique $F_i(q)$ correspondant à l'excitation du premier niveau de $l'O^{18}$. Ce facteur de forme se définit par :

$$\sigma_{\text{inélastique}} = \left(\frac{8\ e^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \frac{|F_i|^2}{1 + \frac{2E}{MC^2}(1 - \cos\theta)}$$

Nous avons donc :

$$\frac{|F_i|}{|F_{\text{élastique}}|} = \left(\frac{\sigma_{\text{inélastique}}}{\sigma_{\text{élastique}}}\right)^{1/2}$$

Comme nous avons déterminé $F_{\text{élastique}} = F_{18}$ avec une bonne précision dans la première partie, il suffit de mesurer le rapport des sections efficaces, c'est-à-dire le rapport des surfaces du pic élastique et du pic inélastique.

REMARQUE 1.- Les calculs sont simplifiés si l'on adopte pour les deux pics une même valeur de $(\Delta - \Delta_o)$. En effet, les corrections électromagnétiques sont alors identiques pour les deux pics.

REMARQUE 2. - Les formules établies dans le second chapitre sont utiles pour déterminer la contribution de la queue du pic élastique sous le pic inélastique. Malheureusement, l'utilisation d'une fente d'analyse étroite, nécessaire ici, ne permet pas de

déterminer la surface d'un pic, donc le coefficient de normalisation, à mieux que 10 o/o. Ceci est une source d'incertitude importante quand la surface du pic inélastique est petite par rapport à la queue du pic élastique.

C - RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Le Tableau IV résume les résultats de nos mesures pour les 4 valeurs de q considérées. Les incertitudes assez élevées sont dues principalement à l'estimation des erreurs possibles dans la soustraction de la queue du pic élastique.

La figure 8 représente les résultats expérimentaux ainsi que la variation du facteur de forme calculé, soit en supposant une distribution de charge uniforme, soit en utilisant le modèle "g U" (7).

Dans le premier cas, nous avons pris R = 3,67 fm, ce qui correspond à une distribution de charge de rayon carré moyen $\langle r^2 \rangle^{1/2} = R\sqrt{\frac{6}{10}} = 2,85$ fm. En normalisant le facteur de forme pour $q^2 = 1,12$, on obtient : $F_i = 0,254\ j_2(3,67\ q)$ et $x = \lim_{q \to 0} \frac{|F_i|^2}{q^4} = 0,052$ fm^4.

Dans le deuxième cas nous avons pris R = 2,80 fm et g = 1 fm, ce qui correspond à une distribution de charge de rayon carré moyen $\langle r^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{6\left(\frac{g^2}{2} + \frac{R^2}{10}\right)} = 2,77$ fm.

En normalisant le facteur de forme pour $q^2 = 1,12$, on obtient : $F_i = 0,43\ j_2(2,80\ q) \exp(-0,5\ q^2)$ et $x = \lim_{q \to 0} \frac{|F_i|^2}{q^4} = 0,050$ fm^4.

θ	E en MeV	q^2 en $(Fermi)^{-2}$	$\frac{\sigma_{inélastique}}{\sigma_{élastique}}$	$F_{18}()q$ calculé	$F_i(q)$
60^o	149,35	0,572	$0,026 \pm 0,01$	0,465	$0,0748 \pm 0,0210$
75^o	148,15	0,831	$0,037 \pm 0,015$	0,320	$0,0614 \pm 0,0170$
90^o	147,9	1,12	$0,141 \pm 0,028$	0,205	$0,077 \pm 0,011$
	148,7	1,13	$0,116 \pm 0,023$	0,201	$0,068 \pm 0,009$
					$0,0725 \pm 0,007$
100^o	147,45	1,486	$0,160 \pm 0,048$	0,108	$0,043 \pm 0,009$

TABLEAU IV

Dans les deux cas, l'accord avec les résultats expérimentaux est raisonnable, mais ceci n'est pas étonnant étant donné l'imprécision de nos résultats ! Il est évident que des modèles voisins donneraient un accord équivalent tout en donnant des valeurs de $x = \lim \frac{|F_i|^2}{q^4}$ assez différentes. Il est donc assez difficile d'attribuer une incertitude à x. A notre avis, une incertitude de l'ordre de 50 o/o paraît honnête, ce qui donne :

$$\boxed{x = 0{,}050 \pm 0{,}025 \text{ fm}^4}$$

Remarque - Dans l'article cité en référence (10), nous avons estimé que x valait $\left[0{,}036 \pm 0{,}015\right]$ fm^4. Cette valeur a été obtenue en admettant une distribution de charge uniforme de rayon $R = 1{,}3\ A^{1/3} = 3{,}40$ fm, (et non pas $R = 3{,}67$ fm comme nous l'avons dit par erreur).

Bien que cette valeur soit parfaitement possible, nous croyons que notre nouvelle estimation est meilleure.

D - CALCUL DE LA PROBABILITE REDUITE DE TRANSITION $B\left[E_2, 0 \longrightarrow 2\right]$ ET DE LA DUREE DE VIE MOYENNE τ DU PREMIER ETAT EXCITE DE $1'O^{18}$.

La connaissance de x permet de calculer la probabilité réduite de transition $B\left[E_2, 0 \longrightarrow 2\right]$ et la durée de vie moyenne τ du premier niveau excité de $1'O^{18}$. En effet d'après Schiff (11):

$$B\left[E_2, 0 \longrightarrow 2\right] = \frac{(15)^2}{4\pi} Z^2 e^2 x$$

d'où $B\left[E_2,\ 2 \longrightarrow 0\right] = \frac{1}{5} B\left[E_2,\ 0 \longrightarrow 2\right] = \frac{45}{4\pi} Z^2 e^2 x$

D'autre part, la formule générale (voir par exemple la référence (12)).

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar} = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\hbar\lambda\left[(2\lambda+1)!!\right]^2}\left(\frac{\hbar\omega}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B\left[E_\lambda,\ I_{initial} \longrightarrow I_{final}\right]$$

donne dans le cas d'une transition quadrupolaire ($\lambda = 2$) :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar} = \frac{8\pi.3}{2\hbar\ (15)^2}\left(\frac{\hbar\omega}{\hbar c}\right)^5 B\left[E_2,\ 2 \longrightarrow 0\right]$$

soit, en combinant les équations précédentes :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{3}{5\hbar}\ \frac{Z^2 e^2}{\hbar c}\ \frac{(\hbar\omega)^5}{(\hbar c)^4} \times$$

Dans le cas où $x = (0{,}050 \pm 0{,}025)\,fm^4$, les formules précédentes donnent :

$$B\left[E_2,\ 0 \longrightarrow 2\right] = \left[0{,}57 \pm 0{,}28\right] \times 10^{-50}\ e^2\ cm^4$$

$$\text{et } \tau = \left[2{,}3 \pm 1{,}15\right] \times 10^{-12}\ \text{sec.}$$

REMARQUE 1. - On voit d'après la figure (7), que le niveau 2^+ dont l'énergie d'excitation est 3,93 MeV est excité au moins dix fois moins que le premier niveau excité. Nous avons donc, en utilisant les équations précédentes et en supposant que les deux facteurs de forme sont proportionnels :

$$\frac{\sigma(1{,}98\ MeV)}{\sigma(3{,}93\ MeV)} = \frac{B\left[E_2,\ 1{,}98\ MeV\right]}{B\left[E_2,\ 3{,}93\ MeV\right]} = \left[\frac{3{,}93}{1{,}98}\right]^5 \frac{\tau_{3,93}}{\tau_{1,98}} \gg 10$$

soit $\tau_{3,93} \gg (0{,}7 \pm 0{,}35) \times 10^{-12}$ sec.

REMARQUE 2. - Les valeurs des durées de vie moyenne que nous venons de donner sont à rapprocher des valeurs déterminées par Litherland (13) en utilisant l'effet Doppler.

Ces valeurs dont :

$$\tau_{1,98} = (3,7 \pm 1) \times 10^{-12} \text{ sec (valeur révisée dans une communication privée)}$$

$$\tau_{3,93} \leqslant 0,3 \times 10^{-12} \text{ sec.}$$

Pour le premier niveau excité, l'accord est raisonnable. Pour le niveau à 3,93 MeV, la combinaison de la limite supérieure donnée par Litherland avec notre limite inférieure permet de conclure que $\tau_{3,93}$ doit être de l'ordre de $0,3 \times 10^{-12}$ sec.

E - COMPARAISON AVEC DIFFERENTS MODELES.

1) Modèle à une particule.

La valeur de la probabilité réduite de transition dans le modèle à une particule est :

$$B_{s.p.}\left[E_2,\ 0 \longrightarrow 2\right] = \frac{5e^2}{4\pi}\left(\frac{3}{3+2}\right)^2 R^4 = 0,26 \times 10^{-50}\ e^2 cm^4$$

en prenant $R = 1,4 \times A^{1/3} = 3,67$ fm.

Donc $$\boxed{|M|^2 = \frac{B\left[E_2, 0 \longrightarrow 2\right]}{B_{s.p.}\left[E_2, 0 \longrightarrow 2\right]} = 2,2 \pm 1,1}$$

L'excitation du premier niveau excité de $l'O^{18}$ a donc un caractère collectif modéré. Ce caractère collectif peut

s'expliquer par un couplage entre les deux neutrons de la couche d et le coeur du noyau.

2) Modèle collectif rotationnel.

Si l'on suppose que le premier niveau excité de $1'O^{18}$ est un niveau rotationnel, les résultats précédents permettent de calculer le moment quadrupolaire intrinsèque Q_o de $1'O^{18}$. En effet, d'après Schiff (11) :

$$B\left[E_2,\ 0 \longrightarrow 2\right] = \frac{5}{16\pi}\ e^2\ Q_o^{\,2}$$

ce qui donne $\boxed{Q_o = (0{,}24 \pm 0{,}08) \times 10^{-24}\ cm^2}$

Cette valeur est peu différente de celle que nous avons obtenue dans la première partie (avec des hypothèses très particulières) à savoir :

$$Q_o = (0{,}28 \pm 0{,}07) \times 10^{-24}\ cm^2$$

elle est aussi peu différente de celle que l'on obtient à partir des résultats de Armstrong et Quisenberry (14). Ceux-ci donnent en effet pour valeur du paramètre de déformation de $1'O^{18}$: $\beta \overset{\sim}{=} 0{,}24$, ce qui donne :

$$Q_o = \frac{3}{\sqrt{5\pi}}\ Z\ \beta\ R^2 = 0{,}20 \times 10^{-24}\ cm^2$$

en prenant R = 3,67 fm.

3) Modèle de la goutte liquide.

Si l'on suppose au contraire que l'O^{18} doit être considéré comme une goutte liquide quantifiée dont les vibrations quadrupolaires sont à l'origine des premiers niveaux excités, les résultats précédents permettent de calculer les paramètres B_2 et C_2 qui caractérisent ces vibrations. En effet, dans un tel modèle, l'énergie du premier niveau excité est :

$$\hbar\omega = \hbar\sqrt{\frac{C_2}{B_2}} = 1,98 \text{ MeV}$$

D'autre part d'après Walecka (15)

$$F_i^2 = \frac{5\hbar}{2\sqrt{B_2C_2}} \left[j_2 (qR) \right]^2$$

soit : $$\frac{\hbar}{\sqrt{B_2C_2}} = \frac{90}{R^4} \lim_{q \to 0} \left[\frac{F_i^2}{q^4} \right] = 0,025 \pm 0,0125$$

On obtient donc :

$$B_2 = 13,8 \times 10^{-48} \text{ erg - sec}^2$$

$$C_2 = 79 \pm 40) \text{ MeV}$$

Notons que la valeur de B_2 est beaucoup plus grande que la valeur prévue dans un modèle irrotationnel, à savoir

$$B_{irr} = \frac{3}{8\pi} AMR^2 = 0,49 \times 10^{-48} \text{ erg - sec}^2.$$

Walecka a également calculé, les expressions des facteurs de forme correspondant aux transitions à 2 phonons vers

les 3 niveaux de spin (0^+, 2^+ et 4^+) situés entre 3,5 et 4 MeV. Il trouve :

$$F^2_{0 \rightarrow 0} = \left[\frac{\hbar}{2\sqrt{B_2 C_2}}\right]^2 \frac{5}{8\pi} \left[qR\, j_1(qR)\right]^2$$

$$F^2_{0 \rightarrow 2} = \left[\frac{\hbar}{2\sqrt{B_2 C_2}}\right]^2 \frac{100}{7\pi} \left[j_2(qR) - \frac{qR}{4} j_3(qR)\right]^2$$

$$F^2_{0 \rightarrow 4} = \left[\frac{\hbar}{2\sqrt{B_2 C_2}}\right]^2 \frac{405}{7\pi} \left[j_4(qR) - \frac{qR}{6} j_5(qR)\right]^2$$

Ces expressions permettent d'estimer quelle doit être la valeur du rapport ρ entre la somme des sections efficaces pour ces 3 niveaux et la section efficace pour le premier niveau excité. En utilisant les courbes de la figure (9) et la valeur de $\frac{\hbar}{\sqrt{B_2 C_2}}$ déterminée précédemment, on trouve pour $q = 1{,}06\ \text{fm}^{-1}$, soit $qR = 3{,}90$.

$$\rho \simeq (0{,}7 \pm 0{,}35) \times 10^{-2}$$

Cette valeur est plus faible que la valeur que l'on peut obtenir à partir de la Figure (7), à savoir :

$$\rho = 0{,}1 \pm 0{,}05.$$

III - CONCLUSIONS

La comparaison des facteurs de forme de noyaux isotopes et isotones n'a pas encore été abordée de façon systématique. L'étude précédente et les résultats obtenus par Hahn (16) sur le Nickel et le Fer montrent qu'une telle méthode peut devenir un puissant moyen d'étude de la matière nucléaire puisqu'elle permet de déterminer les caractéristiques principales des dérivés $\frac{\partial \rho}{\partial N}$ et $\frac{\partial \rho}{\partial Z}$ de la distribution de charge nucléaire. Notons cependant que l'interprétation des résultats dépend beaucoup du modèle nucléaire utilisé, ce qui est une situation peu satisfaisante.

Les résultats expérimentaux de diffusion élastique et inélastique sur l'O^{18} sont compatibles avec des modèles nucléaires variés, en particulier avec l'hypothèse d'un noyau sphérique et avec celle d'un noyau déformé. Ce fait est assez général dans cette région du tableau périodique et signifie probablement qu'il existe un modèle nucléaire décrivant de façon satisfaisante le comportement des noyaux de cette région et dont les modèles précédents ne sont que des aspects complémentaires.

Une amélioration importante de la précision des mesures ne permettrait pas d'éclaircir sensiblement la situation. Elle permettrait cependant de déterminer le rayon carré moyen de la distribution de charge et les durées de vie des niveaux excités sans faire appel à un modèle nucléaire déterminé.

REMERCIEMENTS.

Nous remercions Monsieur le Professeur Halban et Monsieur Le Professeur Blanc Lapierre de nous avoir accueilli dans le laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et de nous avoir encouragé et conseillé pendant cinq années dont nous gardons un excellent souvenir.

Nous tenons à remercier tout spécialement Monsieur Bishop pour son aide précieuse dans toutes les étapes de ce travail et Messieurs Isabelle, Frèrejacque, Leiss, Milman et Taylor qui nous ont considérablement aidé à effectuer nos mesures et avec lesquels nous avons eu des discussions animées et fructueuses.

Un grand nombre de personnes ont contribué à la construction et à la mise au point de l'accélérateur. Nous remercions particulièrement :

Madame Aucouturier, Messieurs Leboutet, Jean, Azam et Pinel de la C.S.F.

Messieurs Delcroix, Burnod, Brunet, Delouya, Verlon et toute l'équipe de l'accélérateur.

Messieurs Dardenne, Aïoun, Duhamel, et toute l'équipe du service de sécurité.

Nous tenons à remercier également :

Monsieur Round et toute son équipe dont l'aide compétente et amicale a été très appréciée en de nombreuses circonstances.

Messieurs Alon et Larner pour leur aide en électronique rapide.

Messieurs Boutouyrie, Gaudrat, Dupin, Alon et Lehericey qui sont responsables du bon fonctionnement du spectromètre et de son alimentation stabilisée.

REFERENCES

1. The Weizmann Institute of Science - Rehovoth - Israel.
2. Hanson, Lyman et Scott : Phys. Rev., 84, 626, (1951).
3. R. Hofstadter : Ann. Rev. Nuclear Sci. 7, 231, (1957).
4. H. Ehrenberg, R. Hofstadter, U. Meyer Berkhout, D.G. Ravenhall et S.E. Sobottka, Phys. Rev., 113, 666, (1959).
5. L.J. Tassie et F.C. Barber, Phys. Rev., 111, 940, (1958).
6. Table of Integral Transforms - Mc Graw Hill - New York.
7. R.H. Helm, Phys. Rev., 104, 1466, (1956).
8. S. Hinds et Middleton, Rutherford Meeting, Septembre 1961.
9. A.E. Litherland, R. Batchelor, A.J. Ferguson et H.E. Gove, Canadian Journal of Physics, 39, 276, (1961).
10. F. Lacoste et G.R. Bishop, Nuclear Physics, 26, 511, (1961).
11. L.I. Schiff, Phys. Rev. 96, 765, (1954).
12. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson et A. Winther, Rev., Mod. Phys., 28, 535, (1956).
13. A.E. Litherland, B. Adams, D. Eccleshall et M. Yates, Bull. of Am. Phys. Soc., 6, 248, (1961).
14. J.C. Armstrong et K.S. Quisenberry, Phys. Rev., 122, 150, (1961).
15. J.D. Walecka, Phys. Rev., à paraître.
16. B. Hahn, R. Hofstadter, et D.G. Ravenhall, Phys. Rev., 105, 1353, (1957).

FIGURES

Fig. 1 Facteur de forme élastique de $l'O^{16}$.

Fig. 2 $\frac{F_{18}}{F_{16}}$ et comparaison avec les prévisions du modèle sphérique.

Fig. 3 $\frac{F_{18}}{F_{16}}$ et comparaison avec les prévisions du modèle déformé.

Fig. 4 Comparaison des prévisions des deux modèles.

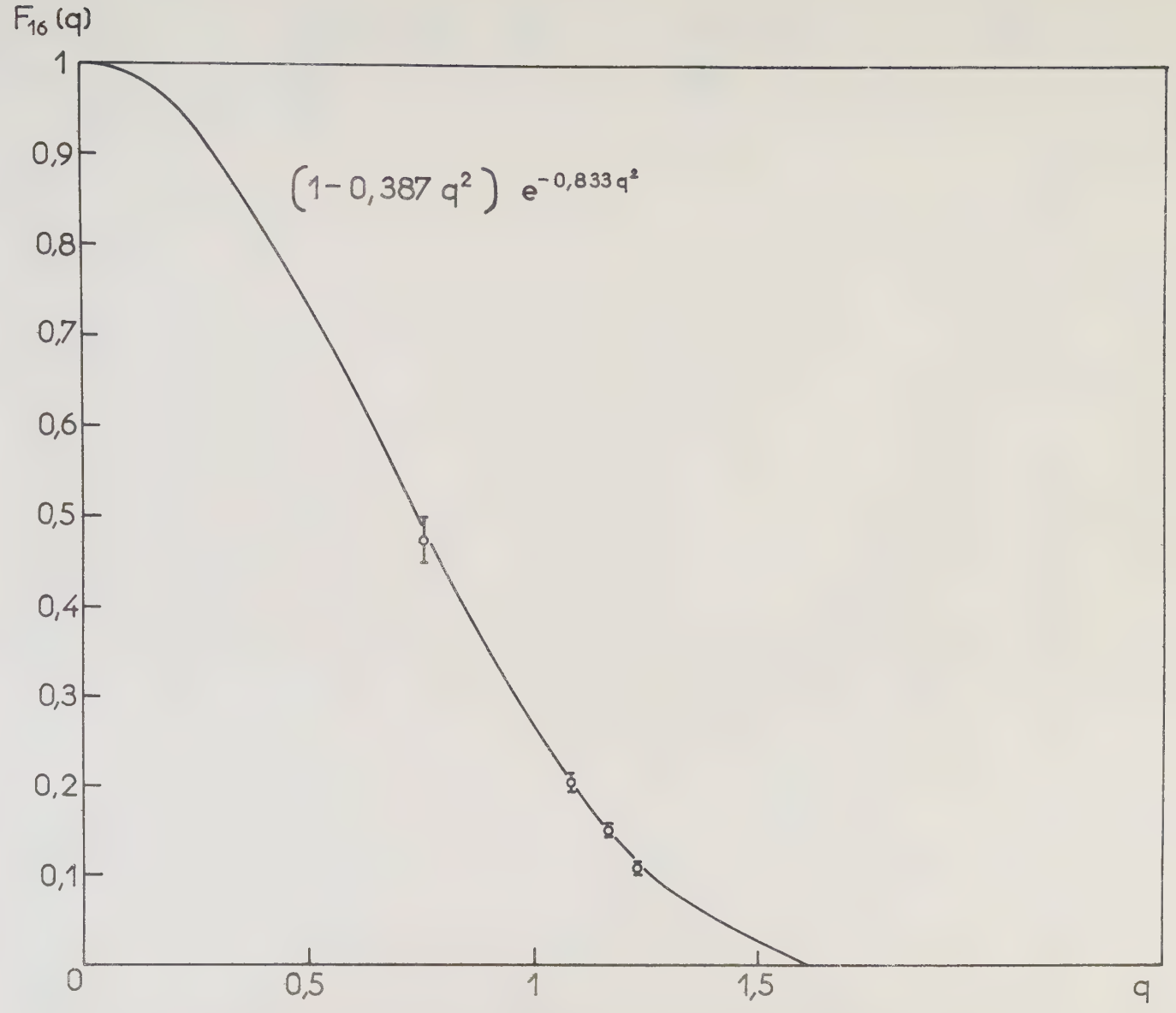
Fig. 5 Schéma des niveaux excités de $l'O^{18}$.

Fig. 6 Section efficace de diffusion inélastique sur $l'O^{18}$ pour E = 150 MeV et $\theta = 110^{\circ}$.

Fig. 7 Section efficace de diffusion inélastique sur $l'O^{18}$ pour E = 150 MeV et $\theta = 90^{\circ}$.

Fig. 8 Facteur de forme inélastique correspondant à l'excitation du premier niveau de $l'O^{18}$.

Fig. 9 Les facteurs de forme inélastiques des premiers niveaux de $l'O^{18}$ d'après le modèle de la goutte liquide.



TRANSFERT DE QUANTITE DE MOUVEMENT

Fig 1

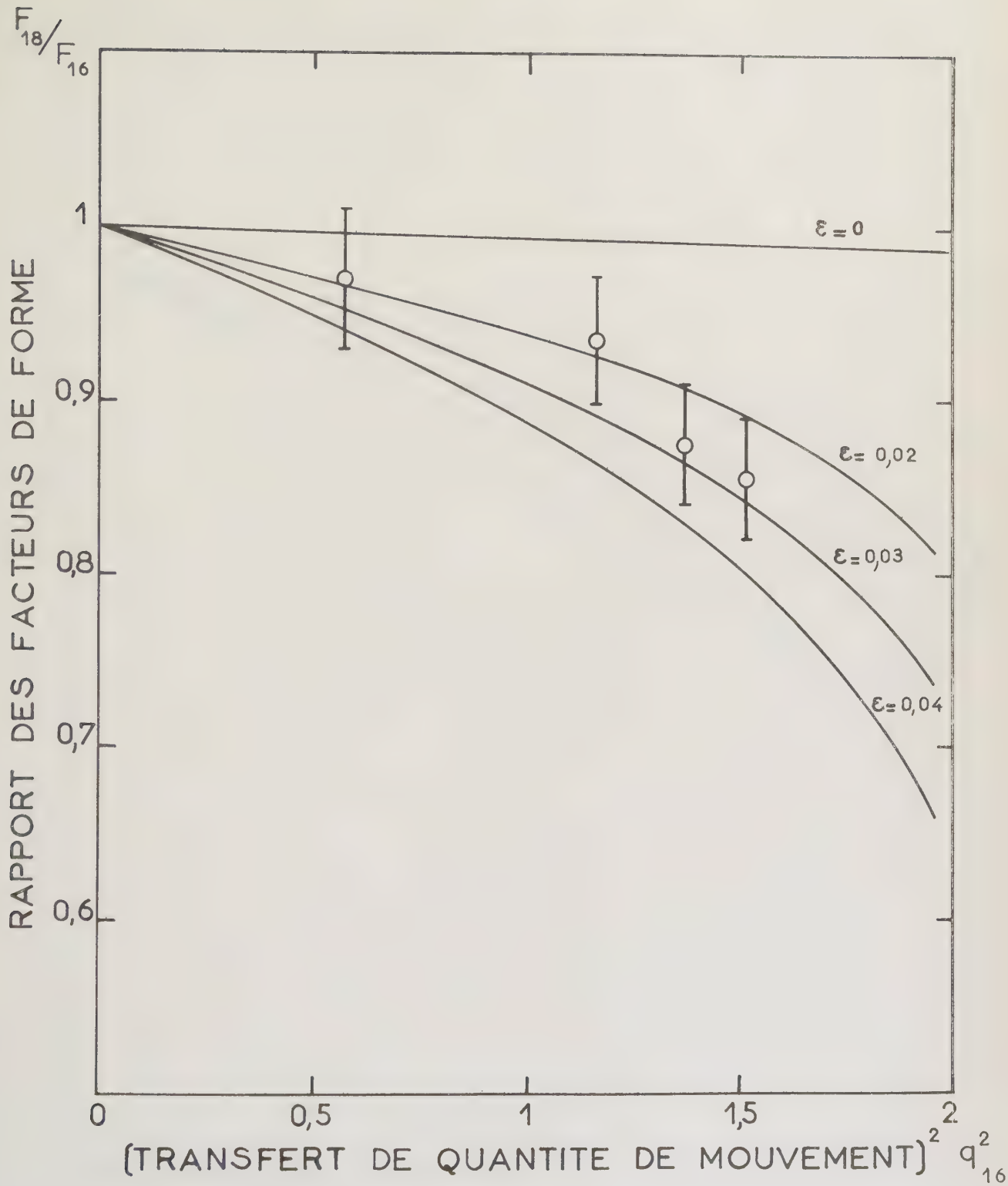

F_{18}/F_{16}
1
0,9
0,8
0,7
0,6
RAPPORT DES FACTEURS DE FORME
ε = 0
ε = 0,02
ε = 0,03
ε = 0,04
0
0,5
1
1,5
2
(TRANSFERT DE QUANTITE DE MOUVEMENT)^2 q^2_{16}

Fig 2

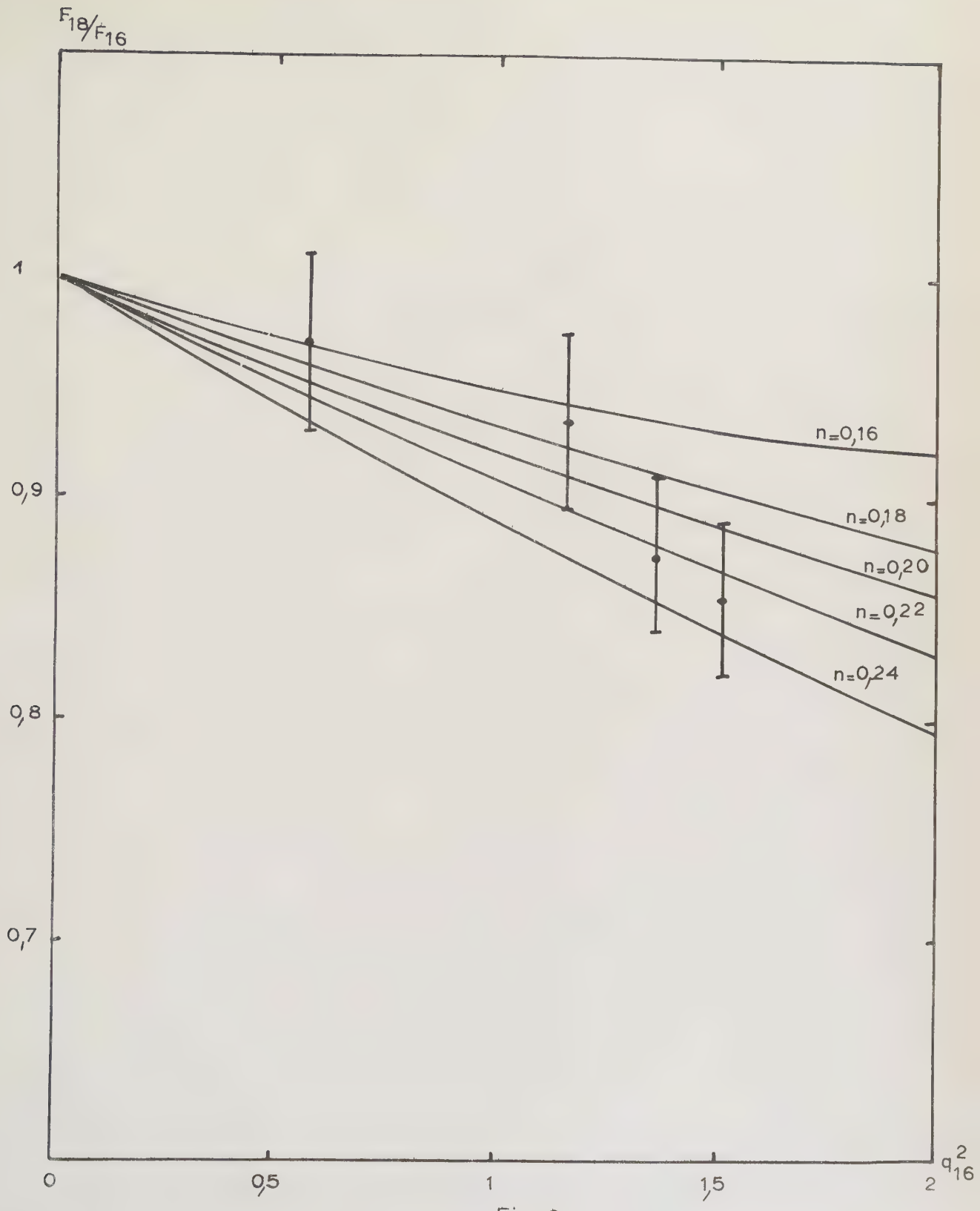


Fig 3

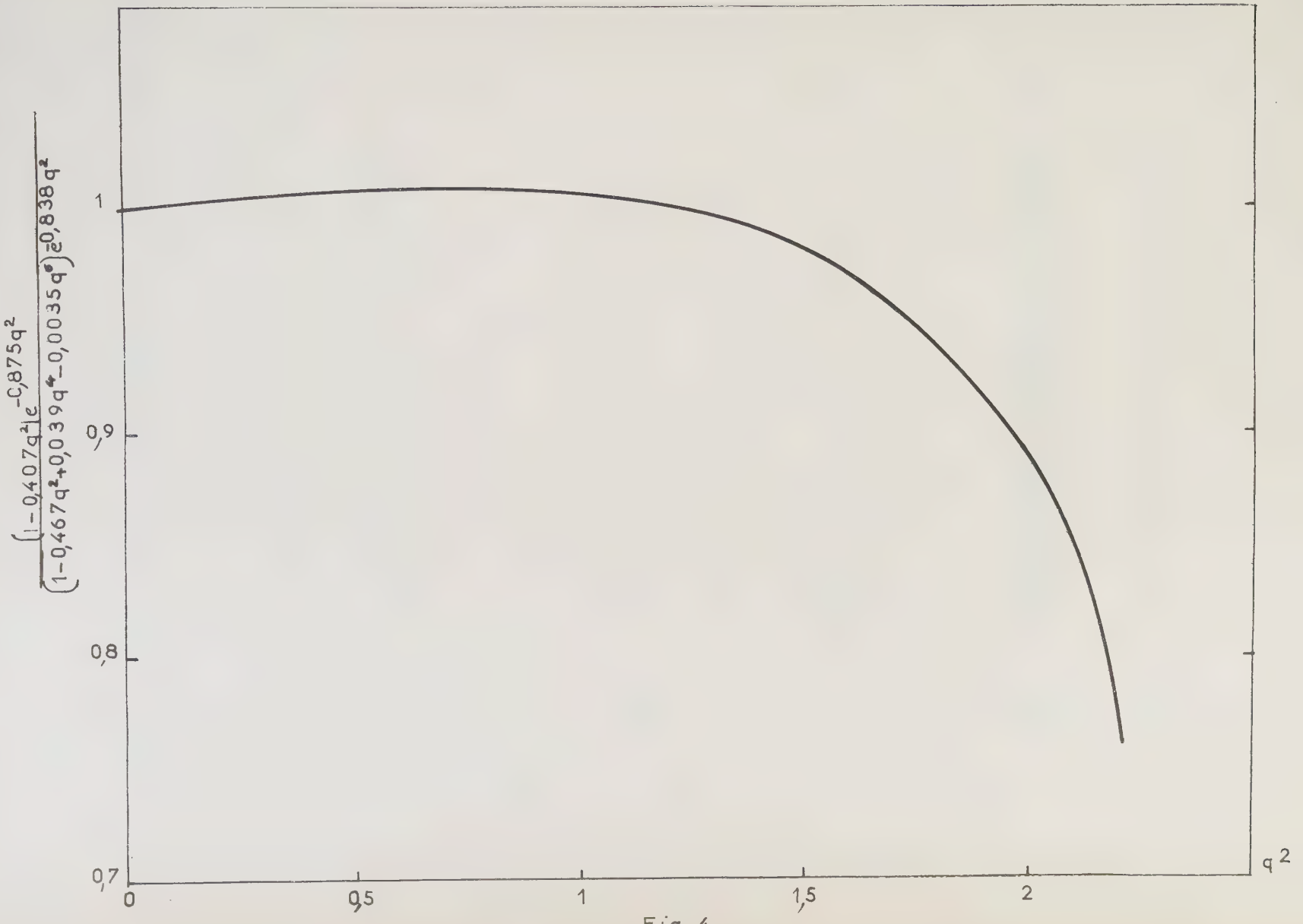

$\frac{(1-0,407q^2)e^{-0,875q^2}}{(1-0,467q^2+0,039q^4-0,0035q^6)e^{0,838q^2}}$
1
0,9
0,8
0,7
0
0,5
1
1,5
2
q^2

Fig 4

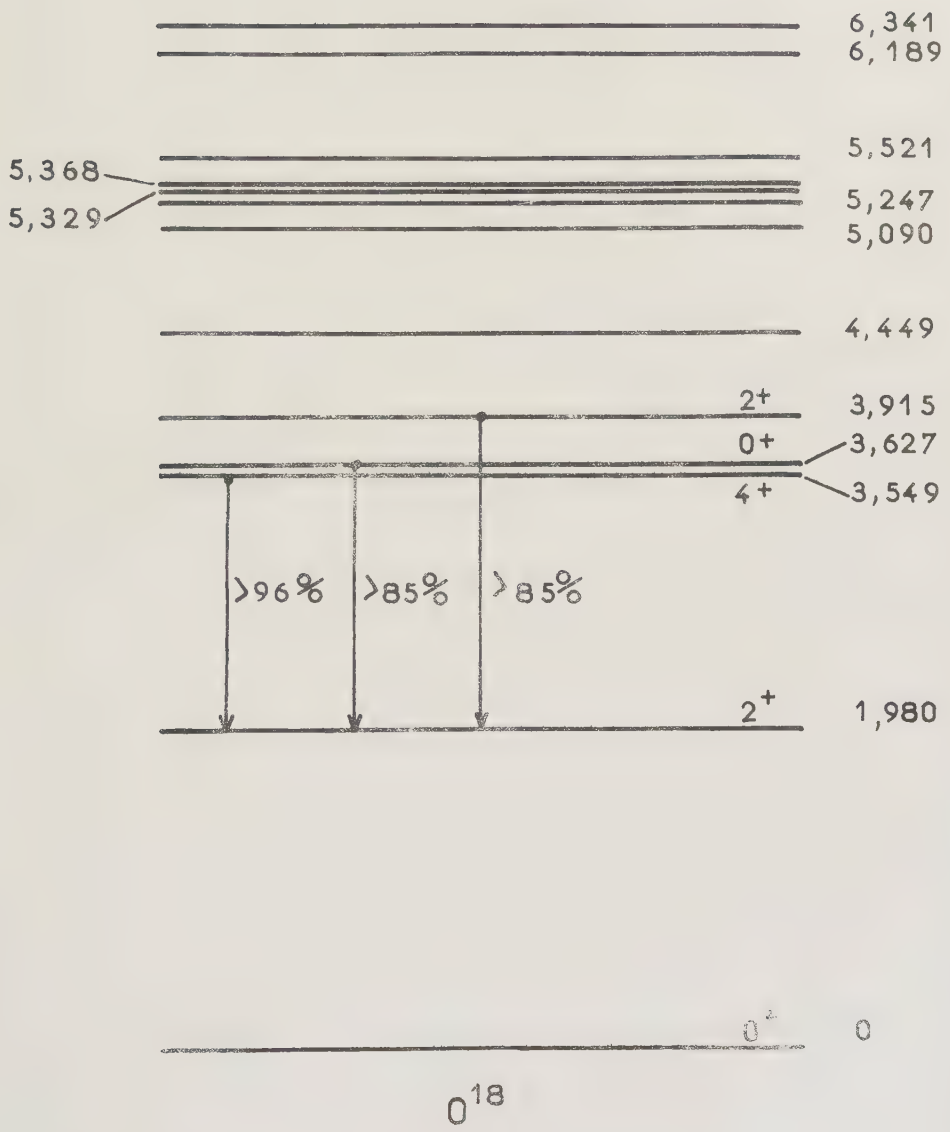

6,341
6,189
5,521
5,368
5,329
5,247
5,090
4,449
2+
3,915
0+
3,627
4+
3,549
>96%
>85%
>85%
2+
1,980
0+
0
O18

Fig 5

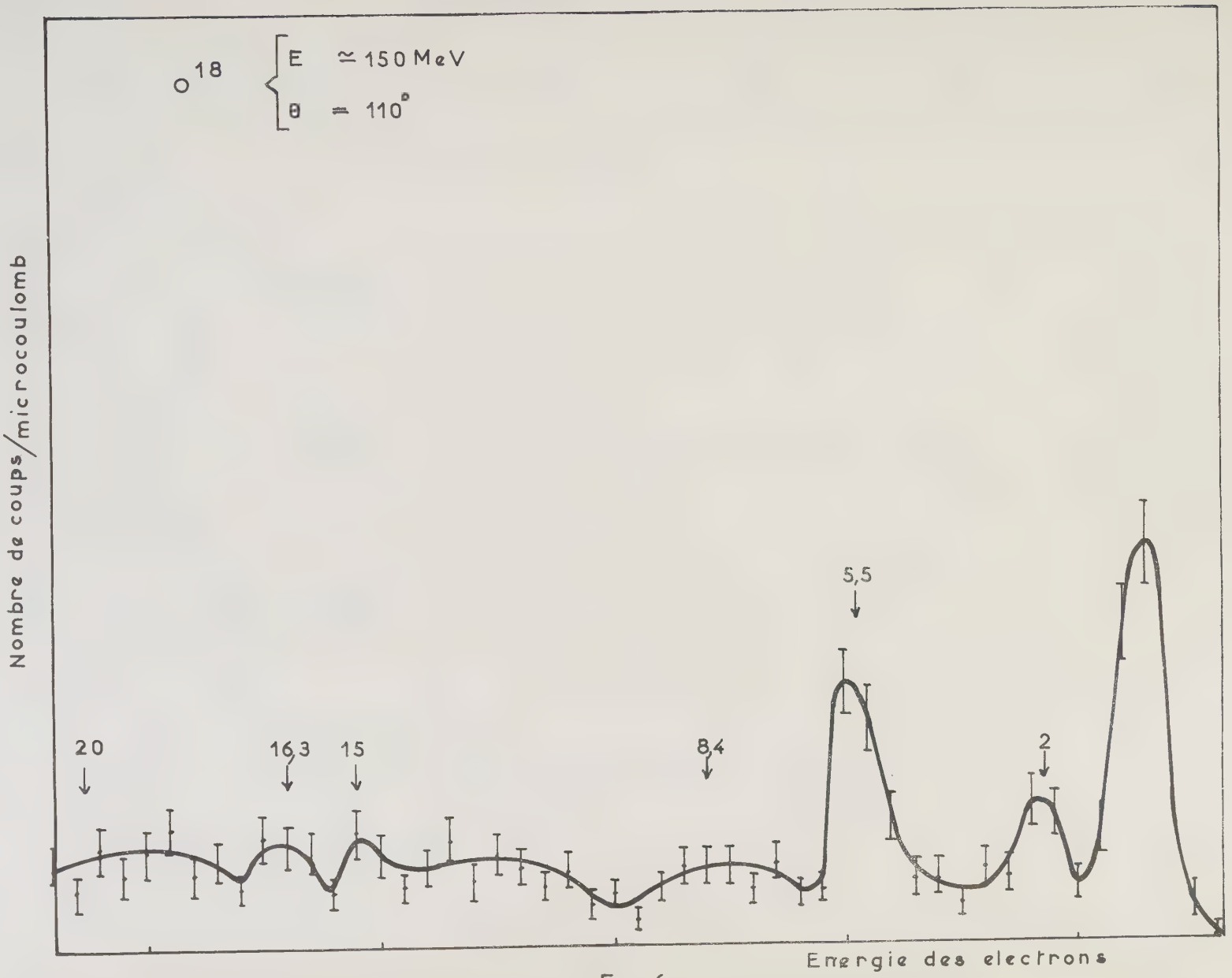

O 18
E ≃ 150 MeV
θ = 110°
Nombre de coups/microcoulomb
20
16,3
15
8,4
5,5
2
Energie des electrons

Fig 6

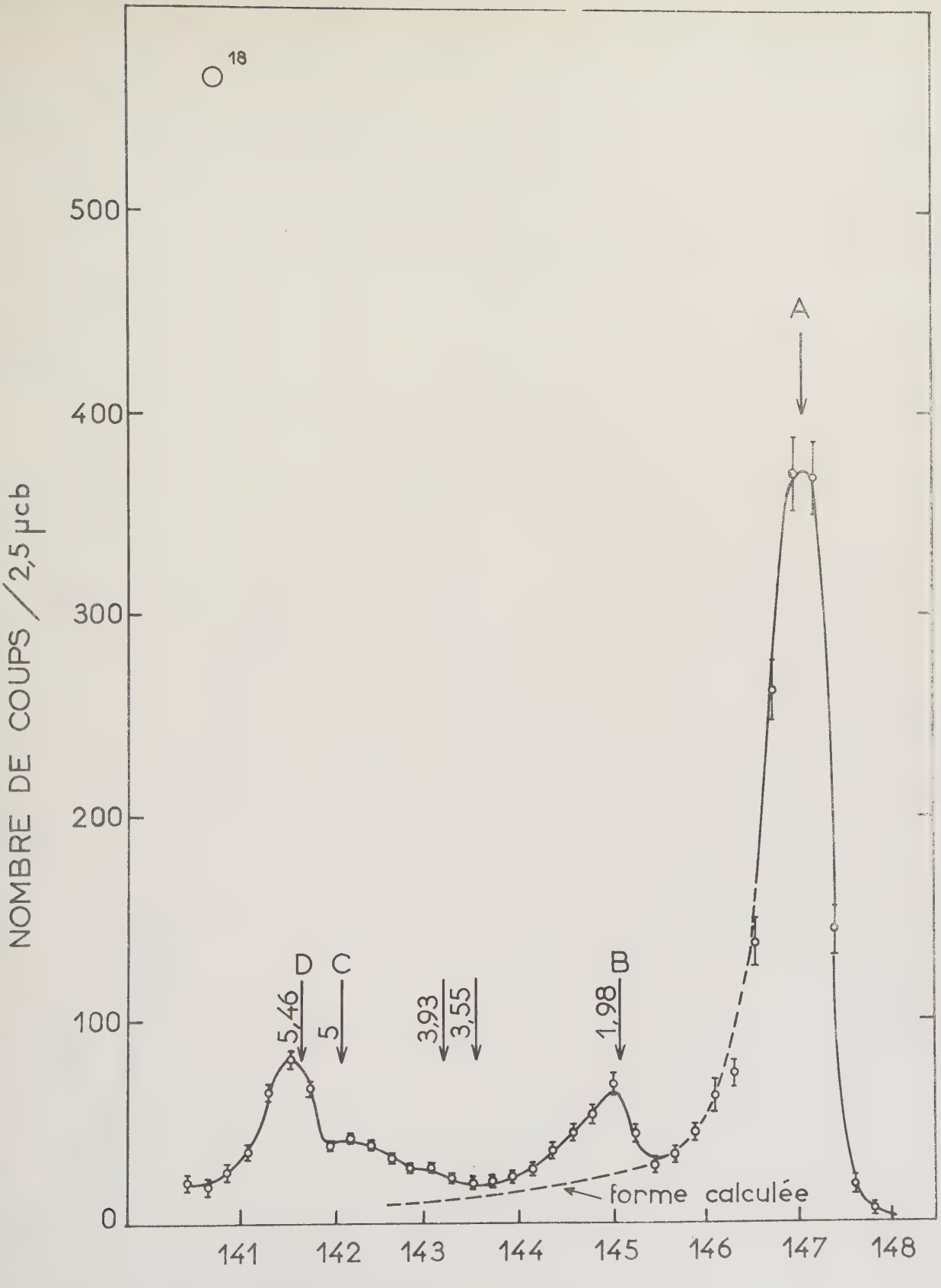

O 18
500
400
300
200
100
0
NOMBRE DE COUPS / 2,5 µcb
A
B
C
D
5,46
5
3,93
3,55
1,98
forme calculée
141
142
143
144
145
146
147
148
ENERGIE DES ELECTRONS (MeV)

Fig 5

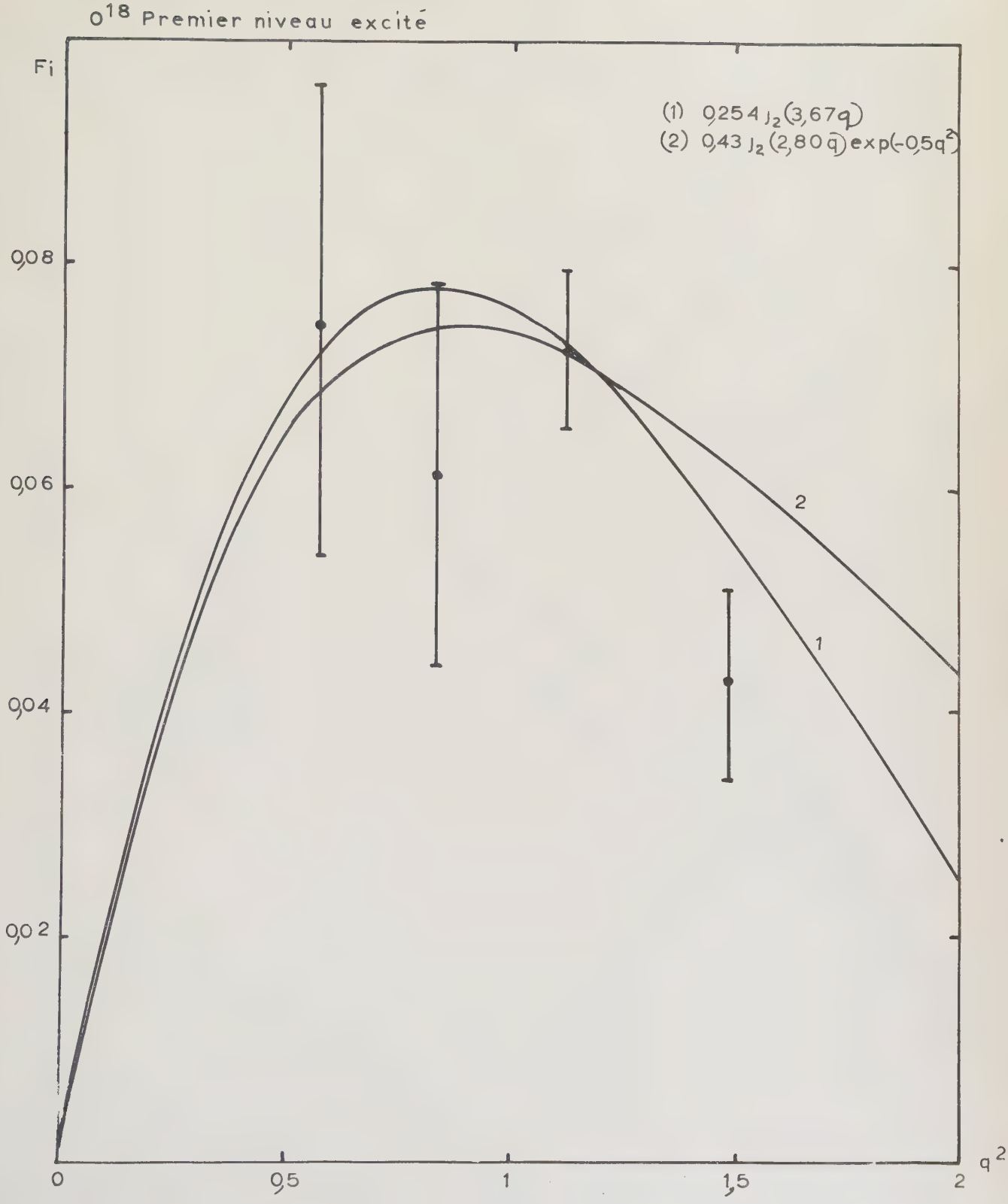

O18 Premier niveau excité
Fi
(1) 0,254 J2(3,67q)
(2) 0,43 J2(2,80q) exp(-0,5q2)
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0,5
1
1,5
2
q2
1
2

Fig 8

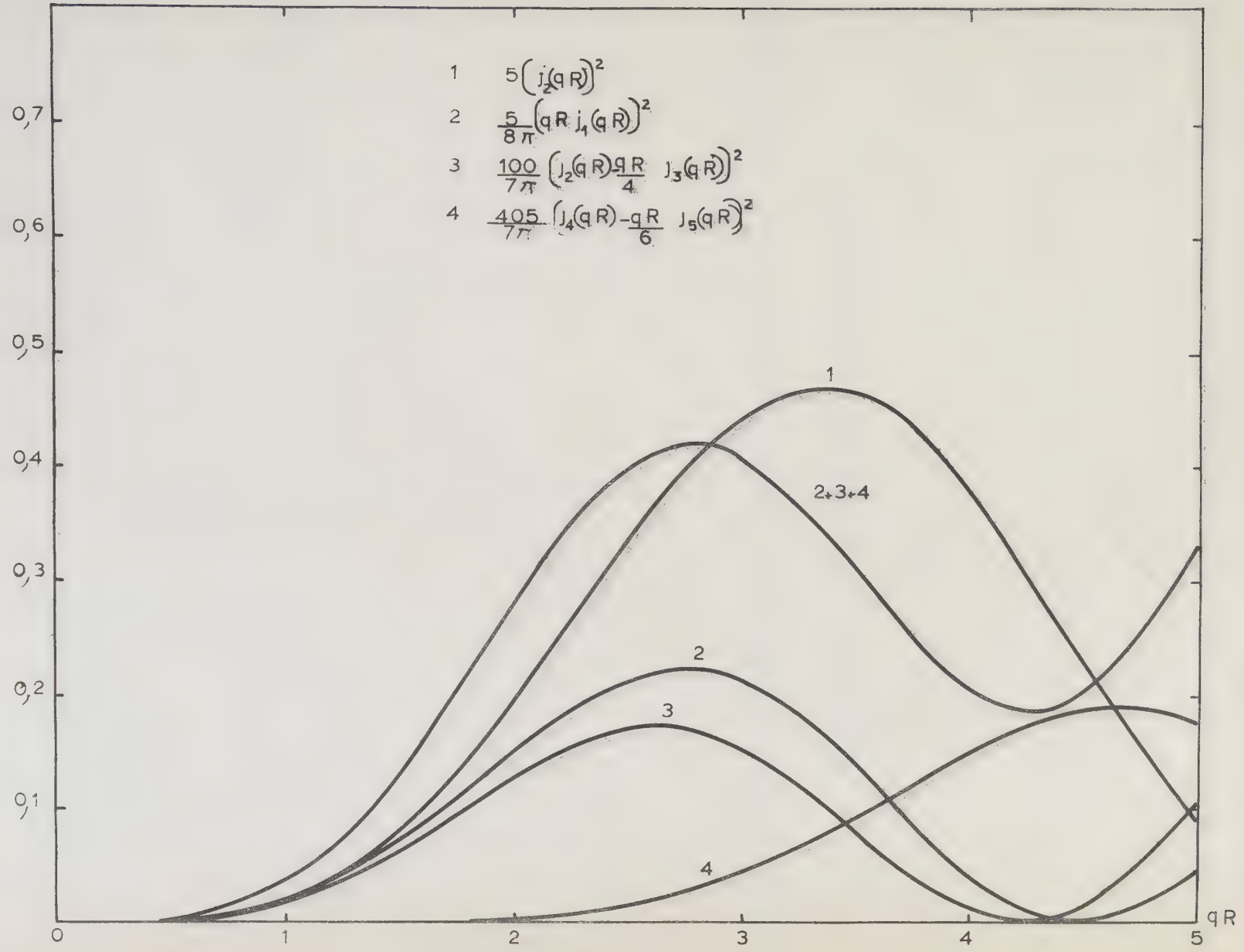

1 $5\left(j_2(qR)\right)^2$
2 $\frac{5}{8\pi}\left(qR\, j_1(qR)\right)^2$
3 $\frac{100}{7\pi}\left(j_2(qR)\frac{qR}{4}\, j_3(qR)\right)^2$
4 $\frac{405}{7\pi}\left(j_4(qR)-\frac{qR}{6}\, j_5(qR)\right)^2$
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
1
2
3
4
5
qR
1
2+3+4
2
3
4

Fig. 9

Deuxième THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LES ANNEAUX DE COLLISION ÉLECTRON-POSITRON.

VU
et Permis d'Imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean ROCHE

Vu et approuvé :
Orsay, le 18 Juin 1962

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY